

Untersuchungen an Selbsttargets für die Reaktion $D(d, n) He^3$ *

Von ROLAND WEISBECK

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 22. Juli 1960)

A. Einführung

Als Targets für die D,D-Reaktion kommen in: 1. Gastargets (D_2); 2. deuterierte Targets, anders Schwereis (D_2O); 3. Absorber-Targets, das Metallfolien, die im Vakuum ausgeheizt werden anschließend in einer D_2 -Atmosphäre bei langsamer Umladung Deuterium absorbieren; 4. Selbsttargets, werden vom Deuteronenstrahl selbst erzeugt, und dadurch, daß sich die in das Material geschossenen Deuteronen in der Oberfläche einlagern.

Gastargets, bei denen meist ein dünnes Gasmen unter möglichst hohem Druck durch eine Fensterfolie vom Hochvakuum getrennt ist, werden für hohe Deuteronenenergien benutzt werden, Anwendung bei wenigen hundert keV ist jedoch in des Energieverlusts in der Folie unzweckg. — Gelegentlich wird der Gasraum durch eine Blende vom Hochvakuum getrennt. Wegen der derlichen Druckdifferenz von einigen Zehner-nzen Torr ist diese Methode nur für außerordent-geringe Strahldurchmesser anwendbar.

Deuterierte Targets, insbesondere Schwereis-targets, die eine große Neutronenausbeute haben, bei hohen Strahlleistungen unbrauchbar, da sie t wirkungsvoll gekühlt werden können und ver-pfen.

Absorbertargets aus Ta- und Zr-Folien wurden in untersucht. Die maximale Anzahl Wasserstoff-ne (H , D , T) pro Zr-Atom wurde mit etwa 1 geben. Für die D,T-Reaktion wurden in den en Jahren vorwiegend T_2 -Absorberfolien aus Ti Zr benutzt.

Selbsttargets, meist aus Al und Cu, sind in den en 2 Jahrzehnten unter der Bezeichnung „okklu-e Targets“ gelegentlich als Ersatz für Schwereis-targets benutzt worden. Der Name „Selbsttarget“ der erste Vergleich mehrerer Selbsttargets hin-lich ihrer Neutronenausbeute stammen von FIE-er [2], [3]. Er hat festgestellt, daß die Sättigungs-eute umgekehrt proportional dem Diffusionsko-ent des Deuteriums im Targetmaterial ist. IGER hat mit 300 keV Deuteronenenergie und A Ionenstrom ohne magnetische Massentrennung eitet.

Überhalb 328 keV Deuteronenenergie tritt ein onen-Störuntergrund durch die Reaktion $C^{12}(n, p) N^{13}$ auf, die an Kohlenstoff-Verunreinigungen halb der Apparatur stattfindet. Solche Verun-ungen sind mehr oder weniger in jeder Apparatur anden, in der Gummidichtungen, Kittstellen,

Schliffette vorkommen, und die mit einer Öldiffusions-pumpe ohne Baffle mit Flüssiger Luft-Kühlung eva-kuiert wird.

Ziel dieser Arbeit ist eine systematische Unter-suchung der bei Zimmertemperatur festen, elektrisch und thermisch hinreichend gut leitenden Elemente, sowie einiger technisch bedeutsamer Legierungen hin-sichtlich ihrer Verwendung als Targetmaterial mit hoher Neutronenausbeute oder als Apparaturwerkstoff mit geringem Neutronen-Störuntergrund bei Deute-ronen-Experimenten. Ein theoretisches Verständnis der experimentellen Ergebnisse wird angestrebt.

B. Apparativer Teil [4], [5]

D_2 wird durch Elektrolyse von $D_2O + D_2SO_4$ (etwa 30%ige Lösung) zur Vermeidung von $D \rightarrow H$ -Austauschreaktionen im Vakuum gewonnen und dif-fundiert durch die Wand eines direkt elektrisch ge-heizten Nickelröhrchens (1,50 m lang, 1,00 mm Außen-durchmesser, 0,10 mm Wandstärke), das zur D_2 -Rei-nigung und als reproduzierbar und konstant einstell-bares Dosierventil dient, nach außen in eine HF-Ionenquelle. Der Gasbedarf der Quelle beträgt 5 cm^3 bei 760 Torr und 20°C , die Heizleistung des Nickel-ventils liegt zwischen 15 W bei 700 Torr Gasdruck im Innern des Röhrchens und 27 W bei 100 Torr; oberhalb von etwa 200 Torr ist sie nur schwach druckabhängig.

Ein Gegentakt-Oszillator, der zwischen 17 und 20 MHz arbeitet, gibt bei loser, induktiver Kopp-lung 200 W HF-Leistung an die Gasentladung ab. Senkrecht zur Entladungsrohrachse ist ein schwaches Magnetfeld (etwa 10 Oe), das von einem Permanent-magneten herrührt, angeordnet. Dadurch wird die Entladungsintensität bei Drucken zwischen 10^{-3} und 10^{-2} Torr in der Quelle verstärkt; die Wirkung kommt einer Druckerhöhung gleich. Die erzeugten Ionen werden mit 3 kV durch eine 1 mm-Bohrung in der Kathode aus der Quelle gezogen, in einer elektro-statischen Einzellinse fokussiert und durchlaufen eine aus drei elektrostatischen Rohrlinsen bestehende Nachbeschleunigung von 125 kV in einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr. Bei einer Gesamt-Deuteronenener-gie von 128 keV treten keine weiteren Neutronen er-zeugenden Reaktionen auf, die hier einen Störunter-grund zur D,D-Reaktion liefern könnten.

Der Ionenstrahl besteht aus Protonen, Deuteronen, den Molekülonen H_2^+ , H_3^+ , HD^+ , H_2D^+ , D_2^+ , D_3^+ , O- und N-Ionen, sowie Kohlenwasserstoff-Ionen. Vor dem Eintritt in den Targetraum werden die Deute-ronen aus dem Ionenbündel magnetisch herausorti-ert. Dadurch wird erreicht, daß 1. der am Target gemessene Ionenstrom nur Deuteronen und eventuell

Auszugsweise vorgetragen auf der Physikertagung in Yrmont 21. 4. bis 23. 4. 1960.

angew. Physik, Bd. 12

noch H_2^+ -Ionen (Anteil am Strom der Masse 2 konnte auf < 2% abgeschätzt werden) enthält; 2. keine Ionen von Kohlenwasserstoffen die Targetoberfläche verunreinigen und 3. keine anderen Ionen die für Deuteronen-Einlagerung im Targetmaterial zur Verfügung stehenden Plätze besetzen können oder Veränderungen hervorrufen, z.B. Zerstäubung der Oberfläche oder Gitteränderungen, die die Diffusion des Deuteriums beeinflussen.

Nach Ablenkung im Magnetfeld durchläuft der aus Ionen der Masse 2 bestehende Strahl einen mit

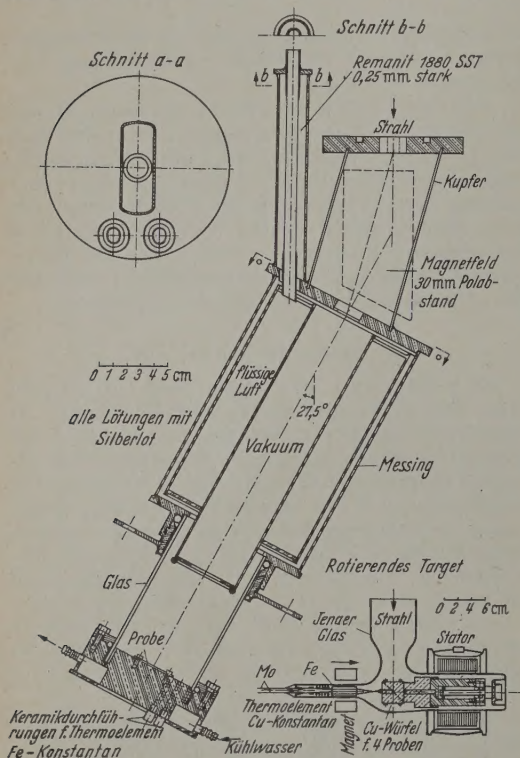


Abb. 1. Targetsysteme mit Vakuummantel-Kreisringzylinder

flüssiger Luft gefüllt und im Vakuum aufgehängten Kreisringzylinder und trifft auf die Probe ($30 \times 30 \times 1$ mm), die auf einem elektrisch isolierten, wassergekühlten Messingboden aufgeschraubt ist (s. Abb. 1). Die im Vakuum vorhandenen Kohlenwasserstoffe kondensieren an den mit flüssiger Luft gekühlten Wänden. Ohne diese Kühlung gelangen sie zum Target und werden durch den Strahl geackert, wobei sich bereits nach kurzer Beschußzeit amorpher Kohlenstoff [6] auf der Oberfläche abscheidet, der den spezifischen Einfluß des Targetmaterials unterdrückt. Die Proben-Oberflächentemperatur konnte im allgemeinen zwischen 20 und $40^\circ C$ gehalten werden. Sie wurde gemessen mit einem Fe-Konstantan-Thermoelement unmittelbar neben der Strahl-Auftreffstelle. Der Messingboden ist über ein Mikroampèremeter geerdet. Durch das Ionenbombardement am Target ausgelöste Sekundärelektronen werden durch ein von zwei sich gegenüberstehenden Permanentmagneten herrührendes Magnetfeld von 150 Oe parallel zur Probenoberfläche unmittelbar nach Verlassen des Targets wieder

auf dieses zurückgezogen. Der Deuteronenstrahl wurde bei allen Messungen konstant auf 80 μA eingestellt. Der Strahlquerschnitt an der Auftreffstelle betrug $1,0 \text{ cm}^2$, die Stromdichteverteilung innerhalb des Strahlquerschnitts blieb konstant.

Vergleichsmessungen an 4 Proben gleichzeitig konnten mit einem rotierenden Target durchgeführt werden. Die Proben wurden auf einem Kupferwürfel aufgeschraubt, der den Rotor eines im Vakuum geordneten Kurzschlußläufers (s. Abb. 1) bildet. Der Stator befindet sich außerhalb des Vakuums.

Unmittelbar unterhalb des Targets ist ein Hornydetektor angebracht zur Messung der in der D -Reaktion freiwerdenden Neutronen von rund 2,5 MeV Energie. Er erfährt vorwiegend die Neutronen, die das Target in Deuteronenstrahlrichtung unter $0,23^\circ$ verlassen. Der Detektor besteht hier aus einem Hornyakbutton der Firma Sunvic in Verbindung mit einer RCA-Multiplier-Röhre 5819. Da der Elektronenstrom in der Röhre schon durch schwache Magnetfelder verändert wird, befand sich der Detektor in einer Abschirmung aus weichmagnetischem, 6 mm starkem Eisen außen und einem 1 mm starken Metall (Hypem 800 von Krupp Widia) innen. Zur Abschwächung eines γ -Untergrundes wurde der Detektor in eine 1 cm dicke Bleiabschirmung gepackt. Die Elektronik besteht aus kommerziellen Geräten: Präzisions-Hochspannungsgerät (Tracerlab RLJ-Linearverstärker mit Diskriminator, Vorverstärker, Atomik 218 und 219); Universalzählgerät und Impulszahl-Vorwähleinheit (Philips 4032 und 4052). In allen Messungen betrug die Multiplierspannung 750 V, die Verstärkung hatte den halben Maximalwert, Diskriminatorspannung war 50,0 V (Impulse von Strahlen von einigen MeV werden dabei wegdiskriminiert). Die Elektronik wurde vor, zwischen und nach den Messungen mit einem 10 mg Ra + Be-Präparat in einer Eichstellung überprüft. Die Gesamt-Abweichung während der Versuchsdauer betrug $\pm 2\%$.

C. Experimentelle Ergebnisse über Selbsttargets

I. Die Proben

Für die Untersuchungen wurden massive (m) Proben von durchschnittlich 1 mm Dicke, galvanisch aufgebraute Schichten (g) von $20\text{--}30 \mu$ und flammgespritzte Schichten (f) von $0,1\text{--}0,2$ mm Dicke auf einem 1 mm starken Kupferunterlage verwendet. Bei allen Elementen handelt es sich im allgemeinen um technisch reine Proben.

Die m - (mit Ausnahme von Graphit und B_4C) und g -Proben wurden auf einer Polierscheibe mit verschiedenen Schmirgelpapieren vorpoliert und auf einer Tuchscheibe mit nassem Tonerdepulver spiege nachpoliert; anschließend wurden sie mit absolutem Alkohol gewaschen und in Heißluft mit Watte getrocknet. Die f -Proben wurden nicht poliert, nur in absolutem Alkohol gewaschen und getrocknet. Unmittelbar nach der Reinigung wurden die Proben in die Apparatur eingebaut, danach wurde evakuiert.

Beim Flammgespritzen [7] wird das Metall in Drahtform innerhalb einer Pistole in einer Acetylen-Sauerstoff-Flamme geschmolzen und unter $2\text{--}3 \text{ atü}$ hochoberhitzen und daher plastischen Zustand auf Unterlage gespritzt. Durch die Wucht des Aufpralls schlagen sich die Metallteilchen platt und ver-

nnern sich rein mechanisch mit der Unterlage untereinander. Zwischen den Teilchen befinden Oxydeinschlüsse und Poren. Es entsteht kein umhängendes Gefüge bekannter Art. Die Oberflächen haben rauhes, körniges Aussehen.

Während beim Ionenbeschuß die Auftreffstelle des Ions auf den spiegelnd polierten Schichten aus verdunkelten Raum nur ganz schwach zu erkennen sieht man den Strahl auf allen f -Schichten sogar normaler Raumbeleuchtung deutlich als bläulicher Lichtfleck. Eine f -Schicht eignet sich daher vorzüglich als gut elektrisch und thermisch leitender Schutzschirm für Ionenstrahlen; sie läßt sich auch Glas spritzen.

Insgesamt wurden 60 Proben von Elementen, 8 Legierungen und 1 Verbindung untersucht.

II. Die Neutronenausbeute-Kurven

$A = A(t)$

In der Darstellung $A = A(t)$ ist auf der Ordinate die Impulszahl pro Sekunde, auf der Abszisse die Bestrahlungsdauer in Minuten aufgetragen.

1. Für $t > 0$ setzen alle Kurven mit der Null verschiedenen Anfangstangente $(\partial A / \partial t)_{t=0}$ ein, und zwar so, daß sie bei Extrapolation zur Zeit $t=0$ bereits eine positive Ausbeute, einen nahezu konstanten Untergrund von etwa 5/sec haben. Dieser Untergrund rührt her von der n, α -Reaktion an adsorbiertem D_2 auf der Targetoberfläche und den Apparaturwänden.

2. bzw. von Deuteronen, die bei früherem Beschuß dem Strahl heraus auf die Wände gestreut worden sind, sich dort in die Oberfläche eingelagert haben, und nun von Deuteronen getroffen werden. Bei den angegebenen Kurven ist der Untergrund bereits abtrahiert.

3. Zunächst erfolgt der Anstieg der Ausbeute streng linear mit der Zeit, wobei das zugehörige Zeitintervall von Material zu Material verschieden ist; es kann von 1 min lang sein wie bei Be und Pt, es kann auch von 1 Std dauern wie bei U. Die Anfangstangente ist stark materialabhängig, sie schwankt im Tangenswert bei den durchgemessenen Proben maximal um den Faktor 40 (Tabelle 1). Diese Beobachtungen stehen im Gegensatz zu der Behauptung FIEBIGERS, daß alle Elemente mit gleicher Anfangstangente starten; allerdings weichen bei ihm von 14 veröffentlichten Kurven erheblich von der angeblich gemeinsamen Anfangstangente ab [3]. — Die größte beobachtete Anfangstangente hat U mit 33,4 Imp/sec·min, die kleinste von V, Nb und Ta.

4. Nach dem linearen Anstieg steigt die Kurve abflacher und geht schließlich in einen Sättigungswert A_∞ über, der außerordentlich stark materialabhängig ist. Die Sättigungswerte schwanken hier um den Faktor 210 (Tabelle 1), das kleinste A_∞ hat Sn mit 20/sec, das größte U mit 4200/sec.

5. A_∞ ist bei konstantem Deuteronenstrom J_d weitgehend unabhängig von der Stromdichteverteilung. In mehreren Proben wurde mit einem Strahlquerschnitt $F \approx \frac{1}{2} \text{ cm}^2$ (sonst $1,0 \text{ cm}^2$) bestrahlt. Für A_∞

ergab sich der gleiche Wert, jedoch nahm die Anfangstangente mit Abnahme von F zu, bei $F \approx \frac{1}{2} \text{ cm}^2$ war sie etwa doppelt so groß wie bei $F = 1 \text{ cm}^2$. Dieses Ergebnis scheint plausibel; denn bei kleinerem F kann man die Sättigungs-Deuteriumdichte schneller erreichen.

Bei $J_d = \text{const}$ während des Sättigens gilt $A_\infty \sim J_d$. Andererseits gilt für $J_d = \text{const}$ und bei konstanter Deuteronenenergie E_d während des Sättigens angenähert $A_\infty \sim E_d$.

4. Eine kurze, etwa einige Minuten andauernde Unterbrechung der Bestrahlung ändert im allgemeinen kaum etwas an dem einmal erreichten Zustand.

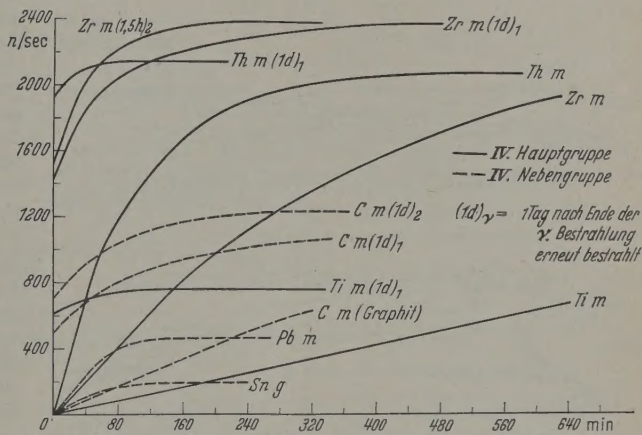


Abb. 2. Neutronenausbeute-Kurven für Elemente der IV. Gruppe des Periodischen Systems ($E_d = 128 \text{ keV}$, $J_d = 80 \mu\text{A}$)

Bei einer längeren Unterbrechung (Stunden oder Tage) innerhalb des linearen Anstiegs ist der prozentuale Deuteriumverlust in der Pausenzeit kleiner, als wenn die Probe bereits gesättigt gewesen wäre. Eine kurzzeitige Belüftung der Apparatur in der Pausenzeit hat keinen feststellbaren Einfluß auf das Verhalten der Probe.

Die IV. Gruppe. Abb. 2 zeigt Ausbeutekurven für Elemente der IV. Gruppe des Periodischen Systems. Bei Ti, Zr, Th aus der Hauptgruppe sieht man deutlich eine Erscheinung, die mehr oder weniger ausgeprägt auch in anderen Gruppen beobachtet wurde: Die Anfangstangente nimmt innerhalb einer Gruppe mit der Ordnungszahl zu. Diese Regel wird in der VI. Hauptgruppe durch W gestört. In der VIII. Hauptgruppe gibt es ebenfalls Ausnahmen.

Ti zeigte nach 10,5 Std noch keine Sättigung. 1 Tag nach dem ersten Beschuß beginnt die Kurve etwas unterhalb des am Vortage erreichten Wertes, geht aber schließlich in Sättigung über. Ähnlich bei Zr, auch hier ist nach 10,5 Std noch keine Sättigung; 1 Tag später beginnt die Kurve unterhalb des vorher erreichten Wertes — in der Zwischenzeit ist nämlich Deuterium aus der Oberfläche wegdiffundiert — und geht nach mehr als 6 Std in Sättigung. Nach 8 Std wurde der Beschuß für 1,5 Std unterbrochen, Deuterium diffundiert aus der Oberfläche, die Kurve beginnt wieder tiefer und geht in den gleichen Sättigungswert über. Bei der relativ kurzen Unterbrechung von 1,5 Std ist nahezu genau so viel aus der Probe diffundiert wie bei Unterbrechung von 1 Tag (= 24 Std), d. h. der

größte Teil verläßt die gesättigte Probe in der ersten Stunde nach Bestrahlungs-Unterbrechung. — Bei Th geht erstaunlich wenig Deuterium durch Diffusion verloren.

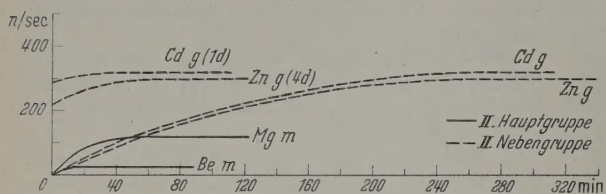


Abb. 3. Neutronenausbeute-Kurven für Elemente der Gruppen II, III und V des Periodischen Systems ($E_d = 128$ keV, $J_d = 80$ μ A)

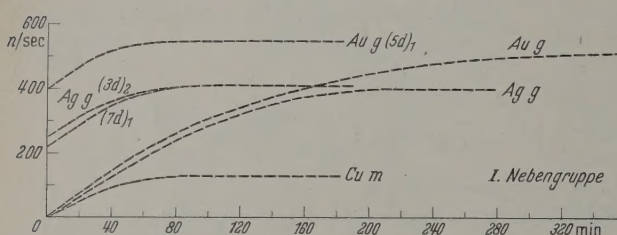


Abb. 4. Neutronenausbeute-Kurven für Elemente der Gruppen I und VIII des Periodischen Systems ($E_d = 128$ keV, $J_d = 80$ μ A)

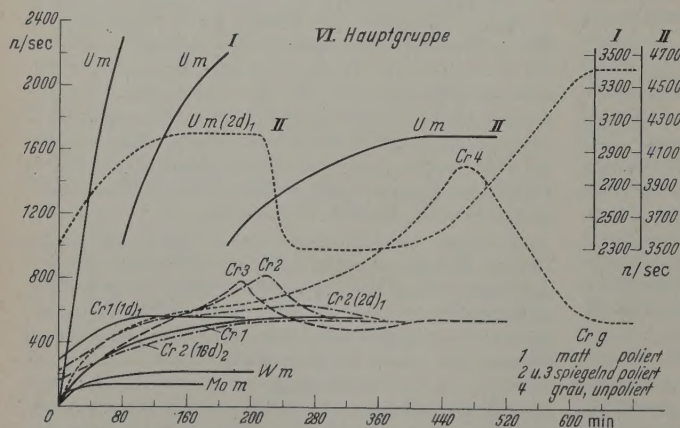


Abb. 5. Neutronenausbeute-Kurven für Elemente der VI. Gruppe des Periodischen Systems ($E_d = 128$ keV, für U auch 153 keV, $J_d = 80$ μ A)

Von den Elementen der IV. Nebengruppe wurden C (spektralreiner Graphit), Sn und Pb untersucht. Auch hier nimmt die Anfangstangente mit der Ordnungszahl zu. Bei C war am ersten Tag nach $5\frac{1}{3}$ Std

noch keine Sättigung, bei erneutem Beschuß 17 Tage später sieht es so aus, als ob am Schluß schon Sättigung vorhanden wäre, aber am nächsten Tag erlitten man müheles einen noch höheren Sättigungswert. Ähnliche Beobachtungen wurden auch an anderen Proben gemacht: Eine zum ersten Mal gesättigte Probe zeigt beim zweiten Beschuß einen um einige Prozent höheren Sättigungswert, der aber in der Folgezeit konstant bleibt. Dieses Ergebnis läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß die in der Schicht diffundierenden D-Atome nach Unterbrechung der Bestrahlung mehr Gelegenheit haben, sich an stabilen Plätzen im Gitter bzw. Zwischengitter oder in Einschlüssen entlang der Korngrenzen festzusetzen als während der Bestrahlung, wo sie immer wieder im Gedränge durch ihre gleichen behindert werden. Außerdem müssen andere Fremdatome, meist Gasatome, die bei der Herstellung des Metalls oder später hinzugekommen sind, nach und nach von den Deuteronenscharen von ihren Plätzen gestoben werden und aus der Probe diffundieren.

Die Gruppen I, II, III und V. In Abb. 3 sind im oberen Teil Kurven von Elementen der II. Haupt- und Nebengruppe eingezeichnet, im unteren Teil sieht man Kurven von Elementen der III. und V. Nebengruppe sowie der V. Hauptgruppe; V, Nb, Ta zeigen nur schwache Anfangstangenten und sehr geringe Sättigungswerte.

Kurvendarstellungen von Elementen der I. Nebengruppe und der VIII. Hauptgruppe sind in Abb. 4 zu sehen.

Die VI. Gruppe (Abb. 5). Bei Cr trat eine Anomalie auf. Es wurden vier in gleicher Weise hergestellte Cr_g -Schichten gleicher Reinheit, aber verschiedener Oberflächenbeschaffenheit, untersucht: eine matt polierte Schicht Cr 1, sie zeigt normales Verhalten; zwei spiegelpolierte Schichten Cr 2 und Cr 3, bei ihnen steigt die Ausbeute normal an bis zu einem absoluten Maximum, fällt unmittelbar danach schroff ab und geht in einen Sättigungswert über. Bei der Kurve Cr 4 wird nach dem Maximum ein — allerdings wenig ausgeprägtes — relatives Maximum durchlaufen. Sonst zeigen Cr 2 und Cr 3 das gleiche Verhalten. Bei Cr 1 bildet es sich um eine graue, unpolierte Schicht, die nach dem Galvanisieren nicht mehr bearbeitet wurde. Die Kurve für Cr 1 hat eine wesentlich steilere Anfangstangente als die der übrigen Cr-Proben und besitzt ein außerordentlich hohes und schärfes absolutes Maximum. Anschließend fällt die Kurve in einen Sättigungswert über. Merkwürdig ist das Auftreten eines schiefen Maximums bei 3 von 4 untersuchten Proben, und daß trotz des ganz verschiedenen Kurvenverlaufes während des Sättigens die Sättigungswerte bei allen Proben gut über einstimmen.

Das schroffe Abfallen der Kurven nach Erreichen des Maximums bedeutet, daß bei der Deuterium-

Anreicherung in der Cr-Schicht plötzlich eine Änderung eintritt, durch welche die Deuterium-Diffusion nimmt. Man kann an eine plötzliche Gitteränderung, etwa an eine Phasenumwandlung, denken — kommt in zwei allotropen Modifikationen, kubisch flächenzentriert und hexagonal, vor — oder an ein Ersetzen strukturbedingter Diffusion entlang von Rissen in Folge der Deuterium-Ausdehnung neu entstandenen Mikrorissen in der Cr-Schicht.

Da das Maximum bei der unpolierten Probe am stärksten ausgeprägt war, könnte man vermuten, daß bei dem Polieren eintretende Kaltverfestigung der oberflächennahen Schicht den Effekt verringert; das würde eine Struktur — und nicht auf eine Gitteränderung hindeuten.

Bildung und Zerfall instabiler Hydride könnten auch für den beobachteten Effekt verantwortlich sein.

Die bei weitem höchste Ausbeute und die steilsten Anfangstangenten aller untersuchten Proben hat natürliches, nukleares U. Für den ersten Anstieg der U-Kurve gilt der links in Abb. 5 angegebene Maßstab, für das nächste Stück der Maßstab I, für das letzte Stück der Maßstab II rechts in Abb. 5. Bei einer Wiederholung der Bestrahlung 2 Tage später stellte sich der gleiche Sättigungswert von 4200/sec ein. Nachdem A_∞ 1,5 Std konstant war, wurde E_d von 128 auf 153 keV erhöht; das Magnetfeld wurde entsprechend vergrößert, alle anderen Bedingungen blieben konstant. Unmittelbar danach sackte die Ausbeute um etwa 17% ab, blieb 1,5 Std fast unverändert und stieg innerhalb von 3 Std auf einen 10% höheren Sättigungswert als bei 128 keV.

Aus diesem und einigen ähnlichen Experimenten — wenn man die Rückseite gesättigter Proben betrachtet, beginnt die Ausbeutekurve im Nullpunkt, aber, daß kein Deuterium bis zur Rückseite der Probe vorgedrungen ist — folgt, daß eine Deuterium-Anreicherung im wesentlichen nur in dem durchschossenen Bereich erfolgt. Wenn E_d erhöht wird, nimmt die Reichweite zu; der durchgeschossene Bereich wird größer. Die Deuteriumdichte in der gesättigten Oberflächenschicht, in der der Wirkungsquerschnitt der D -Reaktion größer ist als darunter, nimmt zunächst durch Diffusion in den neu erschlossenen Bereich ab. Wenn wieder eine über den ganzen durchstrahlten Flächenbereich monoton mit der Tiefe x ansteigende Dichteverteilung eingetreten ist, erfolgt ein weiterer Anstieg der Ausbeute entsprechend dem bei 153 keV beobachteten Wirkungsquerschnitt.

Beim Beschuß einer 99,9%igen Te-Probe von 5 mm Dicke, deren Unterseite nicht genau plan war, so daß sie nicht mit dem Auffängerboden einen guten Wärmekontakt hatte, zeigte sich nach kurzer Bestrahlung ein undurchsichtige Metallisierung des Verbindungsrohres zwischen Auffänger und Kühlzylinder. Es wurde festgestellt, daß ein Krater bis auf den Auffängerboden von der Größe des Strahldurchmessers in die Probe geschossen war. Ätzversuche am Kraterboden der Probe brachten keine neuen Kriställchen zum Vorschein, die Korngrenzen verliefen im Kratergebiet genau so wie außerhalb. Ein Schmelzvorgang

(Schmelzpunkt $455^\circ C$) scheint demnach ausgeschlossen. Die Probe ist vermutlich auf Grund eines hohen Dampfdrucks unterhalb des Schmelzpunkts verdampft, oder Te zerstäubt leicht unter Deuteronenbeschuß.

Legierungen. Die Sättigungswerte reiner Elemente liegen höher als die von Proben mit geringen Zusätzen anderer Elemente. Zum Beispiel wurden zwei Aluminiumproben bestrahlt, die eine aus Reinaluminium mit 99,99% Al lieferte $A_\infty = 90$ /sec, die andere mit einer Gesamtverunreinigung von 4% lieferte 70/sec. Von Zink wurden eine Probe mit 99,9% Zn und eine mit 96% Zn und 4% Pb untersucht. Die Sättigungs-

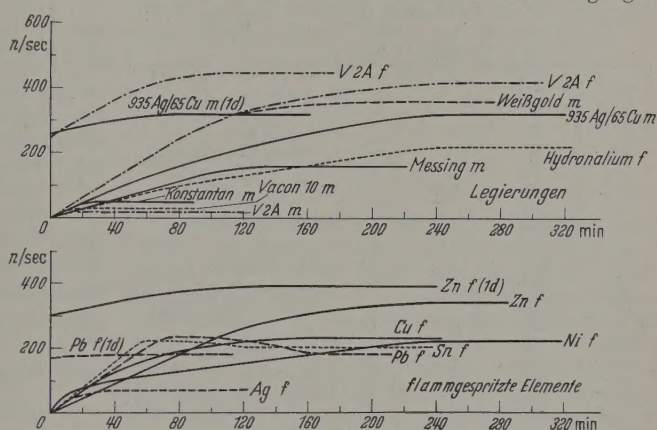


Abb. 6. Neutronenausbeute-Kurven für Legierungen und flammgespritzte Proben ($E_d = 128$ keV, $J_d = 80 \mu A$)

werte waren 300/sec bzw. 230/sec. Weiter ergab sich: Reines Gold (99,9%) 550/sec, Weißgold (917 Au, 40 Ag, 43 Cu) 360/sec, reines Silber (99,9% Ag) 410/sec, Handelssilber (935 Ag, 65 Cu) 320/sec.

Aus einer Untersuchung von 8 Legierungen (siehe Abb. 6 oben) folgt, daß der Sättigungswert der Legierung kleiner ist als der größte Sättigungswert der Legierungsbestandteile, manchmal auch noch kleiner als der kleinste Sättigungswert wie z.B. bei Konstantan, V2Am und Vacon 10 (Tabelle 1). Eine Cu-Beladung mit nur 1,8% Be zeigte das gleiche Verhalten wie Be.

Flammgespritzte Schichten. Während Anfangstangenten und Sättigungswerte von m- und g-Proben bei gleicher Reinheit übereinstimmen, verhalten sich f-Proben des gleichen Materials anders (Abb. 6 unten). Für V2Am-Proben war $A_\infty = 20$ /sec, für f-Proben 440–450/sec. Ag_f hatte 70/sec, Ag_g 410/sec. Bei Pb_f und Sn_f traten beim ersten Beschuß halbstündige, absolute Maxima in der Ausbeute auf (230/sec bzw. 220/sec); anschließend fielen die Kurven ab, und schließlich stellten sich stabile Sättigungswerte ein (180/sec bzw. 200/sec).

Für das Verhalten der f-Proben können folgende Gründe maßgebend sein:

a) Der Oxydgehalt der Schicht bedingt, daß keine reinen Proben vorliegen. Wenn dieser Grund entscheidend wäre, müßte der Sättigungswert niedriger liegen als bei den reinen Proben; dies trifft jedoch nur bei Ag_f zu.

b) Deuteronen, die in die Poren der f-Schicht geschossen werden, können sich dort stärker anreichern

als innerhalb des Gitters oder Zwischengitters. Dadurch könnte man verstehen, daß bei 6 von 8 f -Materialien A_∞ höher ist als bei den entsprechenden m - oder g -Proben.

c) Während die Diffusion von H oder D in m - oder g -Metallen fast ausschließlich ein Gittervorgang ist, wäre möglich, daß bei den f -Metallen wegen ihres unzusammenhängenden Gefüges außer der Gitterdiffusion eine strukturbedingte Diffusion, vorwiegend entlang der Korngrenzen, stattfindet.

Tabelle 1. Daten reiner m - oder g -Proben geordnet nach steigendem A_∞

Element	A_∞ [Imp sec]	$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0}$ [Imp sec min]	$t_{\frac{1}{2}}$ [min]	Legierung	A_∞ [Imp sec]	$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0}$ [Imp sec min]	$t_{\frac{1}{2}}$ [min]
Be	25			V 2 A	20		
Pt	25			(74 Fe/18 Cr/8 Ni)			
V	35			Vacon 10	30		
Ta	50			(28 Ni/18 Co/54 Fe)			
Fe	70			Cu + Be (1,8%)	35		
Pd	70	4,8	8	Konstantan	50		
Te	70 ?			(60 Cu/40 Ni)			
Nb	80	0,83	56	Messing	160	1,6	56
Al	90*	2,6	18	(64 Cu/36 Zn)			
Mg	120	4,8	13	{Hydronalium f	220	1,3	95}
Cu	130*	2,7	26	(90 Al/9 Mg/Si, Mn)			
Mo	140	7,8	10	Ag + Cu	320	2,2	81
In	150	6,0	13	(935 Ag/65 Cu)			
Ni	170*	5,4	21	Weißgold	360	3,2	61
Sn	190	2,5	40	(917 Au/40 Ag/43 Cu)			
W	220	5,4	22				
Co	280	5,4	28	Verbindung			
Rh	280	7,8	20	B_4C	30		
Zn	300*	2,2	74				
Cd	320*	2,4	76				
Bi	370	3,6	51				
Ag	410	3,1	67				
Pb	460	6,1	38				
Ir	470	5,0	50				
Au	550*	3,7	86				
Cr	550*	s. Abb. 5					
Ti	760*	1,06	360				
C	1240	2,1	313				
Th	2150	18,2	68				
Zr	2400	5,27	264				
U	4200	33,4	68				

Bezeichnungen: A_∞ Sättigungswert; $t_{\frac{1}{2}}$ Halbwertszeit (Zeit für $A_\infty/2$); $\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0}$ Anfangstangente; m massiv; g galvanisiert; f flammgespritzt.

* Wenn von einem Material in m - oder g -Form mehrere Proben untersucht wurden, ist in der Tabelle der Mittelwert bzw. der Wert der Probe größter Reinheit (m oder g) angegeben.

Die Versuche an f -Schichten zeigen, daß die Ausbeute von Selbsttargets keine reine Materialkonstante ist, sondern noch vom Gefüge und der allgemeinen Oberflächenbeschaffenheit abhängt.

Eine empirische Beziehung. Eine Ausbeutekurve läßt sich charakterisieren durch: Anfangstangente $(\partial A/\partial t)_{t=0}$, Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$ — das ist die Zeit, in der $A_\infty/2$ erreicht wird — und Sättigungswert A_∞ . Aus dem experimentellen Material von rund 50 Ausbeutekurven ergab sich empirisch:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0} \cdot \frac{t_{\frac{1}{2}}}{A_\infty} = 0,54. \quad (1)$$

Mit Ausnahme von Ni gehorchen alle untersuchten Proben dieser Beziehung. Bei Stoffen mit kleinem A_∞ ist eine genaue Bestimmung der Anfangstangente und damit eine Prüfung von (1) nicht möglich. A_∞ läßt sich ziemlich genau bestimmen. Bei $J_d = \text{const}$ ist (1) weitgehend unabhängig von der Stromdichte.

D. Deutung der Meßwerte

mit Hilfe der Diffusionstheorie und einer Vorstellung über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der D, D -Reaktion von der Deuteronenreichweite.

I. Die Deuteriumdiffusion und die Neutronenausbeute

1. In Abschnitt C II wurde gezeigt, daß die Anreicherung und die Diffusion des Deuteriums fast ausschließlich in der durchgeschossenen Schicht stattfinden. Der Diffusionskoeffizient für Deuterium in der tiefer liegenden Schicht mindestens 1–2 Zehnerpotenzen kleiner. — Die Wasserstoffdiffusion vorwiegend eine Volum- oder Gitterdiffusion [8], findet statt über Gitterfehlstellen, in Metallen erster Linie über Leerstellen und Zwischengitterplättchen.

Die Erhöhung der Diffusion durch die durchstrahlte Schicht beruht auf der Erzeugung zusätzlicher Fehlstellen durch die auf der Gitteraufheizung durch die Anregungs- und Ionisationsverluste und der Entstehung von Spikes (thermal spikes) oder Displacement Spikes). — Die Unterbrechung der Bestrahlung nimmt D wieder ab, aber erst merklich nach großordnungsmäßig 1 Std; während dieser Zeit diffundiert noch Deuterium aus der Probenoberfläche, bei längerer Unterbrechung wird der Verlust kaum größer.

Daß eine kurze Unterbrechung scheinbar nichts ändert, liegt daran, daß zwar Deuterium aus der Oberfläche wegdiffundiert, aber eine Zelle lang noch Deuterium aus der Tiefe $x \approx R$ (R = Deuteronenreichweite) in die Oberfläche nachdiffundiert, so daß die Deuteriumdichte in der Nähe von $x=0$ anfangs wirklich kaum ändert, sondern vorwiegend in der Gegend $x \approx R$ abnimmt, wo wegen des

kleinen Wirkungsquerschnitts $\sigma(x)$ der D, D -Reaktion der Beitrag zur Neutronenausbeute minimal ist.

2. Da die Ausdehnung der Auftreffstelle des Deuteronenstrahls auf dem Target etwa $10^4 R$ ist, darf das Problem eindimensional behandelt werden. Gemessen wird eine der Neutronenausbeute proportionale Impulszahl $A(R, t)$:

$$A(R, t) = K \int \varrho(x, t) \cdot \sigma(x) dx.$$

Hierin bedeuten K eine Apparaturkonstante, die spezielle Meßanordnung berücksichtigt, und $\varrho(x, t)$ Deuteriumdichte an der Stelle x zur Zeit t .

II. Berechnung der Deuteriumdichte ϱ .

Lösungen der Diffusionsgleichung für das lineare Problem

1. Modell der Flächenquelle. An der Stelle $x=0$ wobei R hier die materialabhängige, für alle modernen energetischen Deuteronen einheitliche Reichweite deutet, befindet sich eine Flächenquelle der zeitlich konstanten Quellstärke Q (Teilchen/sec) für Deuterium in einer Materialschicht der Dicke $L=2R$. Die Diffusion erfolgt nur in der Schicht $x \leq R$, jedoch läßt sich das symmetrische Problem mathematisch

facher behandeln. Nachher muß die erhaltene Gleichung aber mit 2 multipliziert werden. Die Integration in (2) wird beim Modell der Flächenquelle von $x=0$ bis $x=R$ erstreckt. Es ist die Diffusionsgleichung (3) unter den Bedingungen (4) zu lösen:

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial x^2} = 0; [\varrho] = \text{Teilchen/cm}, [D] = \text{cm}^2/\text{sec}. \quad (3)$$

Randbedingungen:

$$\left. \begin{aligned} \varrho &= 0 \quad \text{für} \quad x = \begin{cases} 0 \\ L = 2R \end{cases} \quad \text{für alle } t; \\ \text{Anfangsbedingung:} \\ \text{a) } \varrho &= 0 \quad \text{für} \quad t = 0 \quad \text{und} \\ \text{b) } \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_{x=0} &= Q \delta \left(x - \frac{L}{2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Die Randbedingungen sind nicht exakt. Da an der Grenze zwischen einem Diffusionsmedium und einem Vakuum keine Rückstreuung von Teilchen aus dem Vakuum in das Medium stattfindet, verändert sich der Fluß so, daß er bei linearer Extrapolation einem Abstand d jenseits der Grenze verschwindet. Aus der Transporttheorie ergibt sich nach [5] für eine ebene Grenzfläche $d = 2,13 D/\bar{V}$, wobei \bar{V} die mittlere Geschwindigkeit der Deuteriumatome bedeutet. Diese Korrektur kann hier vernachlässigt werden.

Eine partikuläre Lösung von (3) ist von der Form

$$[A \cdot \sin \lambda x + B \cdot \cos \lambda x] \cdot \exp(-\lambda^2 D t),$$

bei A, B und λ Konstante sind. Die Randbedingungen sind erfüllt, wenn $B=0$ und $\lambda = \frac{n\pi}{L}$ ist. Die allgemeine Lösungstyp hat dann die Gestalt:

$$f(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \frac{n\pi x}{L} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D}{L^2} t\right). \quad (5)$$

Unter Ausnutzung der Anfangsbedingung (4a) mit:

$$\varrho(x, t) = f(x, 0) - f(x, t). \quad (6)$$

Die willkürlichen Koeffizienten A_n werden aus (6) mittels Fouriertransformation bestimmt. Es gilt:

$$f(x, t) = \frac{2QL}{\pi^2 D} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\pi x}{L}}{n^2} \cdot \sin \frac{n\pi x}{L} \left(1 - e^{-\frac{n^2 \pi^2 D}{L^2} t}\right). \quad (7)$$

Die erste Summe läßt sich auf eine aus der Theorie der Fourierreihen bekannte Entwicklung zurückführen [5]. Es ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \frac{n\pi x}{L}}{n^2} \cdot \sin \frac{n\pi x^*}{L} &= \frac{\pi^2}{4L} x^* \\ \text{mit } x^* &= \begin{cases} x & \text{für } 0 \leq x \leq \frac{L}{2} \\ L - x & \text{für } \frac{L}{2} \leq x \leq L. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Fall einer undurchlässigen Wand bei $x = \frac{L}{2}$ folgt:

$$\begin{aligned} f(x, t) &= \frac{Qx}{D} - \frac{4QL}{\pi^2 D} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\pi x}{L}}{n^2} \cdot \sin \frac{n\pi x}{L} e^{-\frac{n^2 \pi^2 D}{L^2} t} \\ &\quad \text{für } 0 \leq x \leq \frac{L}{2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Für $t \rightarrow \infty$ erhält man die Sättigungsdichte ϱ_S :

$$\varrho_S(x) = \frac{Qx}{D}. \quad (10)$$

Die Proportionalität mit Q kann nicht bis zu beliebig hohen Q -Werten gelten. Man muß fordern, daß Q klein gegenüber der Anzahl Materialatome im durchstrahlten Volumen bleibt. Die Deuteriumdichte ist umgekehrt proportional dem Diffusionskoeffizienten. Die Linearität in x im stationären Zustand erkennt man auch unmittelbar aus (3). Für $\partial \varrho / \partial t = 0$ folgt $\partial^2 \varrho / \partial x^2 = 0$, also $\varrho = ax + b$, hier ist $b = 0$.

In einem ϱ, x -Diagramm ist die Steigung von ϱ_S für $0 \leq x \leq R$ konstant Q/D . Für die Steigung der zeitabhängigen Dichte gilt:

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_{x=0} &= \frac{Q}{D} - \frac{4Q}{\pi D} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\pi}{2}}{n} e^{-\frac{n^2 \pi^2 D}{L^2} t}, \\ \text{b) } \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_{x=0} &= 0, \quad \text{c) } \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_{x=R} = \frac{Q}{D}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Die Steigung an der Stelle $x=0$ nimmt vom Wert 0 zur Zeit $t=0$ monoton mit der Zeit zu und erreicht für $t \rightarrow \infty$ den Wert Q/D . Bei $x=R$ beträgt die Steigung für alle t -Werte Q/D . Aus dieser Herleitung kann man das unterschiedliche Verhalten bei längerer Unterbrechung der Bestrahlung von gesättigten Proben und solchen, die sich noch im linearen Ast befinden, verstehen. Bei Sättigung befindet sich ein höherer Prozentsatz der gesamten in der durchstrahlten Schicht vorhandenen Deuteriummenge in der Gegend $x=0$ als beim linearen Anstieg. Daher geht im ersten Fall nach Beendigung der Bestrahlung durch die noch eine Zeitlang vorherrschende erhöhte Diffusion mehr Deuterium an der Materialoberfläche $x=0$ verloren. Bei erneuter Bestrahlung beginnt die Ausbeute entsprechend tiefer, während im zweiten Fall die Kurve nur wenig unterhalb des einmal erreichten Wertes beginnt.

Die gesamte zur Zeit t in der Schicht $0 \leq x \leq L/2$ sitzende Deuterium-Teilchenzahl $N(t)$ erhält man durch Integration von $\varrho(x, t)$ über x zwischen 0 und $L/2$. Da die auftretende Reihe sehr stark konvergiert, kann man für $t > 0$ setzen:

$$N(t) = \frac{QL^2}{8D} - \frac{4QL^2}{\pi^3 D} e^{-\frac{\pi^2 D}{L^2} t} \quad t > 0. \quad (12)$$

Die Sättigungsteilchenzahl N_S erhält man für $t \rightarrow \infty$:

$$N_S = \frac{L^2}{8D} \cdot Q. \quad (13)$$

Aus (12) und (13) kann D berechnet werden. Ist $t_{\frac{1}{2}}^*$ die Zeit, in der $N_S/2$ erreicht wird, dann gilt:

$$D = 0,296 \frac{R^2}{t_{\frac{1}{2}}^*}, \quad (14a)$$

$$N_S = 1,70 t_{\frac{1}{2}}^* \cdot Q. \quad (14b)$$

Die Neutronenmessungen liefern jedoch nicht unmittelbar die $N(t)$ -Werte (s. Abschnitt IV).

2. Modell der gaußförmig ausgedehnten Quelle. Die Deuteriumquelle ist infolge des Straggling der Reichweiten, das bei niedrigen Energien stark zunimmt, und kleiner Energieinhomogenitäten ausgedehnt in Form

einer Gaußverteilung um eine mittlere Reichweite R in einer Materialschicht der Dicke $L = 2R$. Die Integration von (2) wird hier von 0 bis L erstreckt. Die Quellstärke im Intervall dx an der Stelle x sei $N(x) dx$. Dann gilt:

$$\int_0^L N(x) dx = Q = \dots \int_0^L \exp\left(-\frac{\left(x - \frac{L}{2}\right)^2}{\alpha^2}\right) dx; \quad \alpha > 0. \quad (15)$$

Das Integral wird durch Substitution auf die Fehlerfunktion zurückgeführt. Die weitere Rechnung verläuft analog der für die Flächenquelle durchgeführten [5]. Hier lauten die Anfangsbedingungen:

$$\varrho = 0 \quad \text{für} \quad t = 0 \quad \text{und} \quad (\partial \varrho / \partial t)_{t=0} = N(x).$$

Man erhält schließlich:

$$\varrho(x, t) = \frac{2QL}{\pi^2 D} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\pi}{2}}{n^2} \cdot e^{-\left(\frac{n\pi\alpha}{2L}\right)^2} \times \left. \begin{aligned} &\times \sin \frac{n\pi x}{L} \left(1 - e^{-\frac{n^2\pi^2 D}{L^2} t}\right) \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq L. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

(16) unterscheidet sich von (9) durch den Faktor $\exp - (n\pi\alpha/2L)^2$ unter der Summe, der für $\alpha > 0$ die Konvergenz der Reihe erhöht. Für $\alpha \rightarrow 0$ gehen die Gaußverteilung in die δ -Funktion und die ausge dehnte Quelle in die Flächenquelle über.

α ist ein Maß für die Halbwertsbreite H der Gaußverteilung; es gilt $\alpha \approx 0,6 H$. α ist wegen des Stragglings materialabhängig.

3. *Einfluß der Zerstäubung der Probenoberfläche auf die Deuteriumdichte.* Wenn durch das Ionenbombardement eine Zerstäubung der Probenoberfläche eintritt, bedeutet dies, daß kontinuierlich eine bereits mit Deuterium angereicherte Schicht mit der Geschwindigkeit w abgetragen wird. Durch Einführung eines sich mit der Oberfläche bewegendes Koordinatensystems mittels der Transformation $\xi = x - wt$ gelangt man zu einer neuen Diffusionsgleichung:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} - w \frac{\partial \varrho}{\partial \xi} = D \frac{\partial^2 \varrho}{\partial \xi^2} \quad [11],$$

die durch die Laplace-Carson-Transformation in eine gewöhnliche Differentialgleichung übergeführt werden kann [11]. In [11] wird die pro cm^2 eingelagerte Gasmenge für $t \rightarrow \infty$ und $w \neq 0$ zu $P_{\infty} = QR/w$ berechnet. Wörtlich heißt es: „Bei Zerstäubung hat die in einer sehr dicken Platte angereicherte Gasmenge einen Grenzwert, der nicht von der Diffusionsgeschwindigkeit abhängt.“ Ohne Zerstäubung — so wird behauptet — soll es keinen Sättigungswert geben. Dieses Ergebnis beruht auf der zu den Experimenten in Widerspruch stehenden Festlegung der oberen Integrationsgrenze im Ausdruck $P(t) = \int_0^{\infty} \varrho(\xi, t) d\xi$.

Im Modell der Flächenquelle muß die obere Grenze R heißen. — Experimentelle Ergebnisse über w für E_d um 100 keV liegen zur Zeit in der Literatur noch nicht vor. Für das Verhältnis zwischen der Anzahl zerstäubter Targetatome und der Anzahl aufgeschossener Ionen beim Beschuß von Cu mit Deuteronen wird in [12] experimentell gefunden: 0,048 bei 10 keV und 0,023 bei 44 keV, entsprechend w -Werten von rund $2,9 \cdot 10^{-6} \mu/\text{sec}$ bzw. $1,4 \cdot 10^{-6} \mu/\text{sec}$ bei

80 μA Deuteronenstrom. Daraus erkennt man, daß die Zerstäubung von Cu bei $J_d = 80 \mu A$ und $E_d = 128 \text{ keV}$ keinen merklichen Einfluß auf ϱ haben kann.

III. Analytische Darstellung der Neutronenausbeutekurve

1. *Für die Flächenquelle.* $\sigma(x)$ erhält man folgendermaßen: Die Reichweite $x(E)$ kann näherungsweise beschrieben werden durch

$$x(E) = C^* E^{\gamma}, \quad (17)$$

wobei C^* und γ positive, materialabhängige Konstanten sind, die bei Kenntnis der Energie-Reichweite-Beziehung angegeben werden können; γ ist von der Größenordnung 1. Durch Auflösung von (17) nach E erhält man, wenn $(1/C^*)^{1/\gamma} = c$ gesetzt wird

$$E^*(x) = c x^{1/\gamma}. \quad (18)$$

E^* ist die Energie, die auf dem Weg von $x=0$ bis $x=x$ verlorengegangen ist. Die Energie an der Stelle x beträgt $E(x) = E(0) - E^*(x)$. Zwischen 13 und 113 keV ist $\sigma = \sigma(E)$ in [13] bestimmt worden. Oberhalb von etwa 40 keV ergibt sich eine streng linear Abhängigkeit. Unterhalb 40 keV erfolgt der Anstieg superlinear. Da σ bei einigen keV kaum einen Beitrag zur Neutronenausbeute leistet ($\varrho_S(x) \sim x$, σ nimmt mit x am Ende der Reichweite stärker linear ab), kann näherungsweise angenommen werden $\sigma(x) \sim E(x)$, genauer $\sigma(x) \sim (E(x) - E(a))$ für $x > a$, wenn $E(a)$ die Schwellenergie bedeutet, oberhalb der die Linearität streng gilt. Die Betrachtung wird durchgeführt unter der vereinfachten Annahme

$$\sigma(x) = M \cdot E(x) \quad (19)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} \sigma(x) &= M [E(0) - c x^{1/\gamma}], \\ E(0) &= E_0 \quad (\text{Anfangsenergie}), \end{aligned} \right\} \quad (19b)$$

wobei M eine positive, materialunabhängige Konstante ist.

Im Bild der Flächenquelle ist $\sigma(R) = 0$, also $c R^{1/\gamma} = E_d$. Setzt man (9) und (19b) in (2) ein, dann erhält man nach Ausführung der Integration:

$$A_{\infty} = K M Q E_d \frac{R^2}{2 + 4\gamma} \frac{1}{D}. \quad (20)$$

Der Sättigungswert ist auf Grund der Annahme (1) proportional der Deuteronen-Beschleunigungsenergie E_d und durch Q proportional dem Deuteronenstrom. Je größer D ist, um so schneller können die Deuteronen wegdiffundieren, d.h. um so kleiner wird A_{∞} . Da A_{∞} exponentiell mit der Temperatur zunimmt, nimmt A exponentiell mit der Targettemperatur ab. Bei großem R ist 1. die Sättigungsdichte ϱ_S an der Stelle groß, 2. dauert die Diffusion eines Deuteriumatoms aus der Tiefe R bis an die Oberfläche entsprechend länger. Die Wahrscheinlichkeit einer D,D-Reaktion nimmt also mit R^2 zu.

Die Energie-Reichweite-Beziehungen sind im Bereich niedriger Energien nur ungenau bekannt. Für Protonen-Reichweiten oberhalb 100 keV sind in [1] Werte angegeben für Be, Al, Cu, Au. Oberhalb 100 keV gilt $\gamma \approx 1$. Unterhalb 100 keV muß — wenn man durch Extrapolation sieht — $\gamma < 1$ sein. Die Reichweiten von Protonen lassen sich in die von Deuteronen umrechnen ($R_d(E) = 2 R_p(E/2)$).

Für die Anfangstangente an die Ausbeute-Kurve gilt man:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0} = KMQ \left\{ E_d - c R^{1/\gamma} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/\gamma} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\pi}{2}}{n^{1/\gamma+1}} \int_0^{\frac{n\pi}{2}} \sin y \cdot y^{1/\gamma} dy \right\} \quad (21)$$

(21) tritt D nicht auf; das ist verständlich, da sich die Diffusion bei ganz kleinen Zeiten noch nicht bemerkbar machen kann. Unter der Voraussetzung $\sigma = cR^{1/\gamma}$ folgt für alle γ : $(\partial A/\partial t)_{t=0} = 0$. Dieses Ergebnis steht in Widerspruch zum Experiment. Der Grund liegt in der Annahme, daß alle Deuteronen in der Entfernung R haben. Daß das Modell der Flächenquelle die Anfangstangente falsch wiedergibt und liefert, ist klar, da $\sigma(R) = 0$ ist. Es können also unmittelbar nach Strahlungsbeginn noch keine Neutronen entstehen. Erst wenn durch Diffusion Deuteronen an Stellen $x < R$ gelangt ist, können Kernreaktionen mit endlichem σ stattfinden. Für den Sättigungswert dürfte es unwesentlich sein, ob mit einer Flächenquelle oder mit einer ausgedehnten Quelle gerechnet wird.

2. Für die gaußförmig ausgedehnte Quelle. Eine Energie-Reichweite-Beziehung kann hier nur für den Mittelwert gelten. Formal kann man (19b) als Näherungsansatz für σ übernehmen. Er bedeutet hier, daß σ mit der Potenz $1/\gamma$ von x abnimmt. Nach Voraussetzung, daß die Deuteronen höchstens bis $x = L$ vordringen können, muß man fordern $\sigma(L) = 0$, also $\sigma = cL^{1/\gamma}$. Für großes α genügt es, sich bei der in $A(R, t)$ auftretenden Reihe auf das Glied mit $n = 1$ zu beschränken. Bei $x \geq R/2$ bleibt dabei der Fehler kleiner als 10%:

$$A(x, t) = \frac{2KMQL}{\pi^2 D} e^{-\left(\frac{\pi x}{2L}\right)^2} \times \left\{ \left(1 - e^{-\frac{\pi^2 D}{L^2} t}\right) \int_0^L \sin \frac{\pi x}{L} (E_d - c x^{1/\gamma}) dx \right\} \quad (22)$$

Für $t \ll \frac{L^2}{\pi^2 D}$ kann man in (22) die zeitabhängige Funktion entwickeln und nach dem linearen Glied berechnen. Es folgt

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t \ll \frac{L^2}{\pi^2 D}} = \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0} \quad (23)$$

bedeutet, daß die Kurven für $t \ll \frac{L^2}{\pi^2 D}$ linear mit der Zeit aus dem Ursprung heraus ansteigen — wie tatsächlich beobachtet wurde. Die Zeitlänge des linearen Anstiegs ist proportional L^2/D . Für die Anfangstangente gilt

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{t=0} = KMQE_d e^{-\left(\frac{\pi \alpha}{2L}\right)^2} \cdot F(\gamma) \quad (24)$$
$$F(\gamma) = \frac{4}{\pi} \left(1 - \frac{1}{2\pi^{1/\gamma}} \int_0^\pi \sin u \cdot u^{1/\gamma} du\right).$$

Die Anfangstangente ist durch α und γ materialabhängig. Ob auch eine quantitative Erklärung für die materialabhängigkeit auf Grund von (24) möglich ist, läßt sich zur Zeit nicht feststellen, da über α und γ noch nichts bekannt ist.

IV. Numerisches

Nach (14a) und (14b) könnte man D und N_S berechnen. Jedoch ist t_b^* unbekannt. Meßbar ist t_b (Zeit zur Erreichung von $A_\infty/2$). Es gilt $t_b^* < t_b$, da sich die Deuteriumatome vor Erreichen des Sättigungszustandes vorwiegend in der Gegend $x \approx R$ befinden, wo σ sehr klein ist (D II 1).

Setzt man näherungsweise $t_b^* = t_b$ und bei den Elementen, für die R nicht genau bekannt ist, $R = 1 \mu$, dann erhält man bei $J_d = 80 \mu A$, d. h. $Q = 5 \cdot 10^{14}$ d/sec, und für die Näherung $\gamma = \text{const}$ die Tabelle 2. Hierin bedeutet r das Verhältnis Anzahl Deuteriumatome pro Gitteratom.

Tabelle 2. Berechnete Näherungswerte für D , N_S und r

	$R [\mu]$	$t_b [\text{sec}]$	nach (14a)		nach (20)	N_S [Teilchen]	r
			$D [\text{cm}^2/\text{sec}]$	D/D_{Au}	D/D_{Au}		
Al	1,19 *	1080	$3,9 \cdot 10^{-12}$	6,1	7,8	$7,4 \cdot 10^{17}$	0,14
Au	1,06 *	5220	$6,4 \cdot 10^{-13}$	1,0	1,0	$4,4 \cdot 10^{18}$	0,52
Be	1,09 *	250	$1,4 \cdot 10^{-11}$	22	23,3	$2,1 \cdot 10^{17}$	0,016
Cu	0,90 *	1560	$1,7 \cdot 10^{-12}$	2,7	3,1	$1,3 \cdot 10^{18}$	0,24
C	1	18800	$1,6 \cdot 10^{-13}$	0,25	0,44	$1,6 \cdot 10^{19}$	1,5
Ti	1	23600	$1,3 \cdot 10^{-13}$	0,20	0,72	$2,0 \cdot 10^{19}$	3,3
Th	1	4080	$7,3 \cdot 10^{-13}$	1,1	0,26	$3,3 \cdot 10^{18}$	1,1
U	1	4080	$7,3 \cdot 10^{-13}$	1,1	0,13	$3,5 \cdot 10^{18}$	0,7
Zr	1	15600	$1,9 \cdot 10^{-13}$	0,30	0,23	$1,3 \cdot 10^{19}$	3,2

* Nach [14].

Die Abweichungen der nach den beiden Methoden bestimmten D/D_{Au} -Werte beruhen hauptsächlich auf der Annahme $t_b^* = t_b$. Da aus Plausibilitätsgründen $A_\infty \sim N_S$ sein muß und nach (1) $A_\infty \sim (\partial A/\partial t)_{t=0} \cdot t_b$ ist, folgt $t_b^* \sim (\partial A/\partial t)_{t=0} \cdot t_b$. Bei den Elementen mit besonders steiler Anfangstangente (Th, U) wird der Unterschied zwischen t_b^* und t_b groß, die berechneten Werte für D , N_S und r sind in diesen Fällen falsch.

Für welche Temperaturen die berechneten Diffusionskoeffizienten gelten, läßt sich nicht angeben; es wird nicht die gemessene Oberflächentemperatur der Probe sein; denn die Diffusion wird durch die Bestrahlung modifiziert.

Tabelle 3. Das relative Verhältnis

$$r_{\text{rel}} = \frac{A_\infty \cdot a}{10^4 \cdot s} \sim \frac{\text{Anzahl Deuteriumatome}}{\text{Anzahl Gitteratome}}$$

	r_{rel}		r_{rel}		r_{rel}
Ag	0,42	In	0,23	Sn	0,31
Al	0,090	Ir	0,41	Ta	0,055
Au	0,56	Mg	0,17	Te	0,14
Be	0,012	Mo	0,13	Th	4,2
Bi	0,79	Nb	0,089	Ti	0,83
C	0,68	Ni	0,11	U	5,3
Cd	0,42	Pb	0,80	V	0,025
Co	0,19	Pd	0,063	W	0,21
Cr	0,42	Pt	0,023	Zn	0,21
Cu	0,093	Rh	0,23	Zr	3,4
Fe	0,050				

Relativwerte von r lassen sich aus (20) berechnen. Für alle Elemente wird näherungsweise $R = 1 \mu$ gesetzt. Es läßt sich zeigen, daß gilt $r \sim A_\infty \cdot a/s$ (a = Atomgewicht, s = Dichte). Setzt man $r_{\text{rel}} = A_\infty \cdot a/10^4 \cdot s$, dann liegen die r -Werte in der richtigen Größenordnung; FIEBIGER [3] gibt z.B. für Au an $r \approx 1$.

Anwendung

1. Besonders die Elemente U, Zr, Th, eventuell noch C und Ti, eignen sich gut als bequemer Ersatz für die bei hohen Strahlleistungen unbrauchbaren Schwereis-Targets.

2. Als Apparaturwerkstoffe mit geringem Neutronenuntergrund bei Deuteronen-Experimenten kommen in Frage V2A (massiv), Be, Pt, Vacon 10, V und Cu + Be.

3. Th und U können an Stelle von Ti und Zr als Tritium-Absorbertargets für die D,T-Reaktion benutzt werden.

4. Eine Verwendung von Th, Zr und U — eventuell auch von Graphit — an Stelle von Ti in Getter-Ionenpumpen kann vorteilhaft sein.

Zusammenfassung

Es wird zunächst über eine Apparatur berichtet, mit der systematische Untersuchungen an Selbsttargets für die Reaktion $D(d, n) \text{He}^3$ bei 128 keV Deuteronenenergie und 80 μA Deuteronenstrom durchgeführt wurden.

Massive, galvanisierte und flammgespritzte Proben von 31 Elementen, 8 Legierungen und 1 Verbindung wurden untersucht. Die Neutronen-Sättigungsausbeute A_∞ hängt stark vom Targetmaterial und seiner Oberflächenbeschaffenheit ab. Es wurden Unterschiede in der Ausbeute um den Faktor 210 gemessen. Die Anfangstangente $(\partial A/\partial t)_{t=0}$ an die Ausbeutekurven ist ebenfalls stark materialabhängig. Es traten hier Unterschiede um den Faktor 40 auf. Im allgemeinen nimmt die Anfangstangente innerhalb einer Gruppe des Periodischen Systems mit der Ordnungszahl zu. Zwischen $(\partial A/\partial t)_{t=0}$, A_∞ und $t_{1/2}$ (Zeit zur Erreichung von $A_\infty/2$) besteht ein empirischer Zusammenhang. — Für Legierungen ist A_∞ kleiner als der größte A_∞ -Wert der Legierungsbestandteile. — Während massive und galvanisierte Schichten desselben Materials das gleiche Verhalten zeigen, nehmen sich flammgespritzte Schichten anders.

Der Verlauf der Ausbeutekurven wird auf Grund der durch die Experimente nahegelegten Vorstellung, daß die eingeschossenen Deuteronen im wesentlichen nur in der durchschossenen Schicht diffundieren, mit Hilfe der Diffusionstheorie und einer Annahme über

die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der D-Reaktion von der Tiefe x erklärt. Zwei Fälle werden behandelt:

1. An der Stelle $x = R$, wobei R hier eine materialabhängige, für alle monoenergetischen Deuteronen einheitliche Reichweite bedeutet, befindet sich eine Flächenquelle für Deuterium.

2. Die Deuteriumquelle ist ausgedehnt in Form einer Gaußverteilung um eine mittlere Reichweite. Es ergab sich, daß vier materialabhängige Größen das Verhalten der Ausbeutekurven bestimmen: 1. Diffusionskoeffizient D , die Reichweite R , die Sättigung γ der Reichweite-Energie-Kurve und die Größe α , ein Maß für die Halbwertsbreite der Gaußverteilung.

Herrn Professor Dr. F. KIRCHNER bin ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institut durchführen zu können, für die Bereitstellung von Institutsmitteln und für seine Förderung und Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

Für wertvolle Diskussionen danke ich besonders den Herren Diplom-Physikern K. INGENHÜTT, H. KLEIN und Dr. D. WAGNER.

Die Durchführung der Untersuchungen wurde durch eine Sachbeihilfe ermöglicht, die in dankenswerter Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt worden ist.

Literatur: [1] GRAVES, E. R., A. A. RODRIGUES, M. GOBLATT, D. J. MEYER: Rev. Sci. Instrum. **20**, 579 (1949). [2] FIEBIGER, K.: Z. Naturforsch. **11a**, 607 (1956). — [3] FIEBIGER, K.: Z. angew. Phys. **9**, 213 (1957). — [4] WEISBECK, R.: Diplomarbeit Köln 1957. — [5] WEISBECK, R.: Diss. B. (1960). — [6] KÖNIG, H., u. G. HELWIG: Z. Physik **129**, (1951). — [7] KREKELER, K., u. K. STEINEMER: Metallwissenschaften. Berlin 1952. — [8] SMITHELLS, C. J.: Metals Reference Book II, p. 543. London 1955. — [9] DIENES, G. J., G. VINEYARD: Radiation Effects in Solids, p. 117. New York 1957. — [10] GLASSSTONE, S., M. C. EDLUND: The Elements of Nuclear Reactor Theory, p. 92, 98, 104. New York London 1956. — [11] KUČAJ, S. A., u. A. M. RODIN: Kernenergie **1**, 1089 (1958). — [12] YONTS, D. C., C. E. NORMAN and D. E. HARRISON jr.: J. Appl. Phys. **31**, 447 (1960). [13] ARNOLD, W. R., J. A. PHILLIPS, G. A. SAWYER, F. STOVALL jr. and J. L. TUCK: Phys. Rev. **93**, 483 (1954). [14] WHALING, W.: In S. FLÜGGE'S Handbuch der Physik, Bd. 34, S. 193, Berlin 1958.

Dr. ROLAND WEISBECK

I. Physikalisches Institut der Universität zu Köln
jetzt in Farbenfabriken Bayer AG, Leverkusen

Untersuchungen des Materialtransportes an elektrischen Abhebekontakten mit Hilfe radioaktiver Isotope

Von ISOLDE DIETRICH und MARLENE HONRATH-BARKHAUSEN

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 26. Juli 1960)

Einleitung

Bei elektrischen Kontakten tritt als Folge des Schaltvorganges immer eine von der Stromrichtung abhängige Materialwanderung, teilweise verbunden mit einem Materialverschleiß, auf. Bei größeren Schaltleistungen ist vor allem der durch den Schaltbogen bedingte sog. „Materialabbrand“ von Bedeutung, der nach einer Reihe von Kontaktbetätigungen

zu einer Zerstörung der Kontakte führen kann. Bei kleineren Schaltleistungen, oder, präziser ausgedrückt unter Strom-Spannungsbedingungen, bei denen kein stabiler Bogen existieren kann, findet man meistens eine Materialwanderung ohne Materialverlust. Sie verursacht eine Formänderung der Kontakte, die nach einer großen Zahl von Kontaktgaben im praktischen Betrieb unter Umständen störend bemerkbar

ht. Diese unerwünschte Auswirkung der Materialwanderung bei Schwachstrom-Kontakten trug wohl Teil dazu bei, daß in den letzten 20 bis 30 Jahren reichliche Untersuchungen durchgeführt wurden, um Ursachen und Gesetzmäßigkeiten zu studieren.

Mit dem Materialtransport bei niederen elektrischen Spannungen (unterhalb 10 V, was etwa der Bogenmindestspannung der Metalle entspricht) und kleinen bis mittleren Stromstärken, auf den in dieser Arbeit ausschließlich eingegangen wird, beschäftigten sich unter anderem HOLM [1], LL. JONES [2] u. Mitarb., RIDDLE [3] und MERL [4]. Auf Grund der Messungen der Autoren hat man folgende experimentell gegerne Vorstellungen über den Ausschaltvorgang gewonnen (der Einschaltvorgang liefert bei den kleinen Spannungen nur einen unwesentlichen Beitrag zur Materialwanderung, wird daher hier nicht besprochen):

Vor dem endgültigen Öffnen der Kontakte, wenn die Berührungsstelle bereits sehr klein und die in der Menge entstehende Joulesche Wärme beträchtlich ist, bildet sich zwischen den Elektroden eine flüssige Brücke aus geschmolzenem Elektrodenmaterial [5]. Flüssige Brücken dieser Art lassen sich unter bestimmten Bedingungen längere Zeit stabil erhalten und gehen somit relativ leicht untersucht werden. Es ist von einigen der genannten Autoren angenommen, daß bei kleineren Induktivitäten ($L \approx 10^{-7} H$) ein Teil des Materialtransportes mit derartigen flüssigen Brücken in Zusammenhang steht. Nach dem Abreißen der flüssigen Brücke zündet ein sog. kurzer Bogen, d.h. eine plasmafreie Entladung, ähnlich wie von GERMER u. Mitarb. [6] für den Einschaltvorgang beschrieben, der zwar auch in Stromkreisen, deren Batteriespannung weit unterhalb der Bogenmindestspannung liegt, bei höheren Induktivitäten ist der Materialtransport durch den kurzen Bogen bestimmt. Quantitative Ergebnisse über den Zusammenhang zwischen Materialwanderung und Induktivität liegen für Gold und Gold-Nickel-Legierungen [4], Platin, Palladium und Silber bei einer Batteriespannung von 6 V vor. Die Angaben über die Abhängigkeit des Materialtransportes von der Stromstärke I liegen zwischen $\Delta m \sim I^2$ und $\Delta m \sim I^4$. Aus den zitierten Arbeiten ist zu entnehmen, daß der kurze Bogen, der auch bei niedrigen Spannungen und Induktivitäten entsteht, für die Materialwanderung eine Rolle spielt, wobei allerdings keine mathematische Beziehung für diesen Zusammenhang vorliegt. Auch ist danach schwer zu entscheiden, welcher Anteil der Wanderung bei kleinen Induktivitäten durch die flüssige Brücke verursacht wird.

Hier lagen nun die Ansatzpunkte für unsere Untersuchungen. Es sollte nachgewiesen werden, ob überhaupt und unter welchen Bedingungen ein nur durch das Abreißen der flüssigen Brücke (im folgenden mit Brückenwanderung bezeichnet) bedingter Materialtransport auftreten kann. Beim Öffnen des Kontakts der Strom überlagern sich allerdings beide Transportmechanismen, d.h. Brückenwanderung und Bogenwanderung. Nur aus umfangreichen Materialwanderungsmessungen in Abhängigkeit von Induktivität und Stromstärke bei kleinen Spannungen (2 V), die bei hohen Induktivitäten die Möglichkeit geben, auf die Gesetzmäßigkeit der Bogenwanderung zu schließen, kann man auf die Vorgänge bei kleinsten Induktivitäten extrapolieren und damit die Brückenwanderung

erfassen. Auf derartige Messungen wird in Abschnitt 5 eingegangen.

Um festzustellen, ob die Brückenwanderung durch Effekte, die bereits unterhalb der Siedetemperatur eine Verschiebung der heißesten Stelle in der flüssigen Brücke bewirken, oder durch einen Vorgang, der speziell beim Abreißen der flüssigen Brücke auftritt, verursacht wird, wurden Wanderungsmessungen durchgeführt, bei denen eine stabile gezogene Brücke durch Stromabschalten an einer anderen Stelle des Stromkreises abgeschreckt wurde. Die „kalte Brücke“ riß kurz nach dem Abschrecken ohne Stromdurchgang infolge innerer Spannungen. Über diese Experimente wird in Abschnitt 3 berichtet.

Für Versuche dieser Art war eine spezielle Meßtechnik unter Verwendung radioaktiv indizierter Kontaktmaterialien erforderlich, die in Abschnitt 1 beschrieben wird. Bei Untersuchungen mit dieser Technik, die es erlaubt den Einzelvorgang zu erfassen, fiel auf, daß die sog. Durchmischung von Kontaktmaterial eine Rolle spielt und eine Abhängigkeit der Wanderung von der Zahl der Kontaktabgaben vortäuscht, was in Abschnitt 4 behandelt wird.

1. Meßmethode und Auswahl des Kontaktmaterials

Zur Messung der gewanderten Materialmenge wurde der radioaktive Spurennachweis wegen seiner hohen Empfindlichkeit ausgenutzt, wie z.B. auch von LL. JONES [2] beschrieben. Von den beiden Kontaktstiften gleichen Materials, die zu einem Versuch dienten, war stets der eine inaktiv, der andere im Neutronenfluß eines Atomreaktors aktiviert. Der aktive Stift konnte als Kathode oder Anode geschaltet werden. Die von ihm auf den inaktiven Stift übergegangene Menge aktiven Materials ließ sich durch ihre β -Strahlung mit einem dünnfenstrigen Geiger-Zählrohr messen und im Vergleich mit Eichpräparaten von Impulsraten auf Gramm umrechnen.

Die Auswahl des Kontaktmaterials richtete sich daher nach der Herstellbarkeit geeigneter radioaktiver Isotope mit günstigen Strahlungseigenschaften. Die spezifische β -Aktivität sollte möglichst hoch und die Energie nicht zu gering sein, um hohe Nachweisempfindlichkeit zu erreichen. Die Zeitkonstante (Halbwertszeit) mußte die Durchführung der notwendigen Versuchsreihen ohne zu hohe Empfindlichkeitseinbuße erlauben. In Tabelle 1 sind die Metall-Isotope mit

Tabelle 1. β -Energie, Halbwertszeit und Nachweisempfindlichkeit der Kontaktmaterialien

Isotop	β -Energie MeV	Halbwertszeit Tage	Nachweisempfindlichkeit g/Imp/min
Ru 103	0,22	40	$4 \cdot 10^{-10}$
Ag 110	0,53	250	$1 \cdot 10^{-9}$
Ta 182	0,51	111	$1 \cdot 10^{-11}$
W 185	0,43	73	$5 \cdot 10^{-10}$
Os 191	0,14	15	$7 \cdot 10^{-11}$
Ir 192	0,67	74	$8 \cdot 10^{-13}$
In 114	2,0	50	$4 \cdot 10^{-11}$

ihren Eigenschaften zusammengestellt, die zu den Untersuchungen benutzt wurden, teilweise auch als Legierungskomponenten.

Die Nachweisempfindlichkeit in Gramm/Impuls/min gilt für die Elemente bei den jeweiligen Bestrahlungsverhältnissen und Meßanordnungen. Der Nullwert der

Meßapparatur konnte durch Antikoinzidenzschaltung auf 2 Imp/min gesenkt werden, so daß Aktivitäten von etwa 5 Imp/min in verhältnismäßig kurzer Meßzeit noch genügend sicher bestimmbar waren. Die nachweisbaren Mengen lagen also etwa zwischen 10^{-12} und 10^{-9} g. Die Selbstabsorption der Materialien brauchte

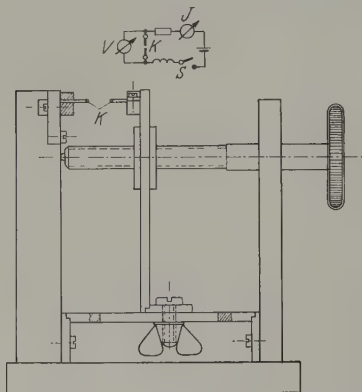


Abb. 1a. Anordnung zur Untersuchung flüssiger Kontaktbrücken.
K Kontakte, V Voltmeter, S Schalter, J Amperemeter

nicht berücksichtigt zu werden, da bei den kleinen gewanderten Mengen die Schichtdicken genügend weit unter der Halbwertsdicke der Strahlung lagen.

Interessiert hätten außer den angeführten Metallen vor allem noch Palladium und Platin. Das durch Neutronen aktivierbare Iso-

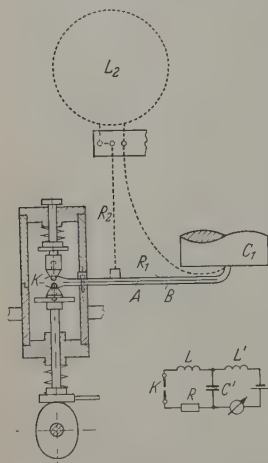


Abb. 1b. Anordnung zur Durchführung von Wanderungsmessungen.
A Glimmerisolation; B Kupferband; C1 Kondensator; R Ohmscher Widerstand; L Induktivität des Kontaktkreises; R1 bzw. R2 Widerstandsband (dient als „Ohmscher Widerstand“); L2 Windungen aus Kupferdraht (dienen als „Induktivität“); K Kontakte; L' Induktivität der Zuleitungen; C' Kapazität

schnitts von Au 198 unter Umständen eine ausreichende Nachweisempfindlichkeit. Da es aber nicht sicher erschien, ob die Fremdatome sich bei der Materialwanderung ganz gleichartig wie die untersuchten Metalle verhalten, wurde auf die Verwendung der Strahlung dieser sekundären Zerfallsprodukte zum Wanderungsnachweis verzichtet. Auch bei der Unter-

suchung von Legierungen besteht eine ähnliche Unsicherheit. Meist konnte zum Wanderungsnachweis nur die Strahlung einer Komponente herangezogen werden, wobei eine eventuell denkbare Entmischung unberücksichtigt blieb. Für Spezialfälle mit geeigneten Elementen ließe sich zwar z.B. auf Grund verschiedener Halbwertszeiten eine getrennte Messung zweier radioaktiver Komponenten genügend genau durchführen, doch unterblieb hier diese Nachprüfung.

2. Versuchsanordnung

Für die Herstellung der flüssigen Kontaktbrücke wurde eine Anordnung mit einem Mikrogewinde (Abb. 1a) zum langsamen Entlasten der Kontaktstifte K verwendet. Die Entstehung der flüssigen Brücke ließ sich mit einem Mikroskop beobachten. Das Gerät befand sich in einem Rezipienten. So konnten auch Versuche im Vakuum (10^{-5} Torr) durchgeführt werden. Es gelang, die flüssige Brücke längere Zeit stabil zu erhalten, so daß es möglich war, den Stromkreis am Schalter S zu unterbrechen. Die Brücke erstarrte nun und riß infolge innerer Spannungen in der dünnsten, wahrscheinlich ursprünglich heißesten Stelle.

In der normalerweise für die Wanderungsmessungen verwendeten Apparatur erfolgte die Kontaktbetätigung mit Nocken Antrieb. Die Anordnung war aufgebaut, daß alle Teile, besonders die Kontaktstifte, leicht mit Hilfe einer Fernbedienung ausgewechselt werden konnten. In Abb. 1b ist die Anordnung schematisch dargestellt.

Die elektrische Anordnung für die Wanderungsmessungen (Abb. 1b) entsprach etwa der von RIDGEMAN [3] und MERL [4]. Der eigentliche Meßkreis bestand aus den Kontakten K, einem variablen Ohmschen Widerstand R ($0,13 \leq R \leq \infty$), einer variablen Induktivität L ($5 \cdot 10^{-8} H \leq L \leq 5 \cdot 10^{-4} H$) und einer Kapazität C', die zum Abriegeln der Induktivität der Batterieleitung diente. Die kleinste Induktivität ($5 \cdot 10^{-8} H$) war bedingt durch die Selbstinduktion des Kontaktkreises (gemessen mit Hilfe einer Induktivitätsmeßbrücke bzw. oszillographisch), die wirksame Eigenkapazität C betrug $4 \cdot 10^{-11} F$ (oszillographisch gemessen). Für den Ohmschen Widerstand wurde Bandmaterial verwendet. Die Batteriespannung betrug meistens 2 V. Der Schaltvorgang wurde oszillographisch beobachtet. Nur die Versuche, bei denen die Kontakte prellfrei arbeiteten, dienten zur Auswertung. Da von früheren Versuchen und aus der Literatur bekannt war, daß unter den vorliegenden Versuchsbedingungen die Wanderung beim Einschalten vernachlässigbar klein ist im Vergleich zu der beim Ausschalten, wurde auf eine Trennung der beiden Vorgänge in mehreren Fällen verzichtet.

3. Untersuchungen an der flüssigen Kontaktbrücke

Als Kontaktmaterial für Untersuchungen an flüssigen Kontaktbrücke wurde Pd—Ag 50/50 und Ag—In 96/4 verwendet. In reinem Silber ließen sich keine flüssigen Brücken herstellen, wahrscheinlich wegen des Pinch-Effekts (magnetische Abschnürung bei hohen Stromdichten). Bei beiden Materialien bewegte sich die Brücke in Luft unruhig auf der Elektrodenoberfläche hin und her. Im Vakuum hielt sie sich als glühender Steg unbeweglich zwischen den

Elektroden. Bei beiden Legierungen glühte die Anode sowohl in Luft als auch im Vakuum etwas heller, war auf höherer Temperatur als die Kathode. Die Temperatur T_m der heißesten Stelle ließ sich näherungsweise aus dem Spannungsabfall V_k längs der flüssigen Brücke nach der Holm-Kohlrusch-Dieselhorstschenschen Beziehung bestimmen.

$$\frac{V_k^2}{8} = \int_{T_0}^{T_m} L T dT.$$

Hierbei sind:

Spannungsabfall an der Brücke, L Lorenzsche Zahl, Temperatur der heißesten Stelle in $^{\circ}\text{K}$, T_0 Temperatur der Endflächen in $^{\circ}\text{K}$.

T_m betrug etwas mehr als die Schmelztemperatur, aber weit unterhalb der Siedetemperatur. Die Brückendauer der Brücke erstreckte sich auf $\frac{1}{2}$ bis 5 min. Aus der Aktivität der zu Beginn der Messung inaktiven Elektrode ließ sich die Materialübertragung in der Richtung bestimmen. Die einzelnen Meßwerte trugen stark. Zur Auswertung wurden nur die Messungen herangezogen, bei denen bei jeder Kontaktgabe eine frische Oberfläche verwendet worden war.

Tabelle 2. Materialtransport in der flüssigen Brücke

Material	Atmosphäre	J A	Δm_A g · 10 ⁻⁹	ϕ_A	Δm_K g · 10 ⁻⁹	ϕ_K
Pd—Ag 50/50	Luft	20	1180	100	1100	100
Pd—Ag 50/50	Vakuum	16	800	80	640	60
A—In 96/4	Vakuum	16	220		320	

Δm_A = Mittelwert des Gewinns der Anode pro Kontaktgabe,

Δm_K = Mittelwert des Gewinns der Kathode pro Kontaktgabe,

ϕ_A = wahrscheinlicher Fehler von Δm_A ,

ϕ_K = wahrscheinlicher Fehler von Δm_K .

Nach Tabelle 2 werden bei der verwendeten Stromstärke im Mittel etwa 10^{-6} g des Elektrodenmaterials an der Brücke nach beiden Richtungen unabhängig von der Polung transportiert. Dieser Wert liegt um etwa eine Größenordnung höher als dem mikroskopisch gemessenen Brückenvolumen entspricht. Hier wurde der Brückendurchmesser und die Brückenlänge zu 2,5 bis $3 \cdot 10^{-3}$ cm bestimmt, womit sich für die Masse der Brücke 0,2 bis $0,3 \cdot 10^{-6}$ g ergibt. Dies Resultat besagt, daß im flüssigen Material eine Durchwirbelung stattfindet, so daß das Material beider Elektroden durchmischt wird, zweitens, daß das wahre flüssige Volumen viel größer ist als die sichtbare Brücke, wie sich aus der Vorstellung von DAVIDSON [7] ergibt. Weiter kann man aus den Messungen (Tabelle 2) folgern, daß an der Brücke bei Pd—Ag 50/50 keine erhöhte Materialwanderung von der Kathode zur Anode stattfindet, obwohl die Anode sogar die heißere Elektrode ist. Es ist jedoch bemerkt, daß auch keine Abhängigkeit der Materialwanderung von der Dauer der flüssigen Brücke gefunden wurde.

4. Abhängigkeit der Wanderung von der Zahl der Kontaktgaben

Ein Durchmischungseffekt, wie er sich in der stationären flüssigen Brücke feststellen ließ, zeigte sich ebenfalls bei einmaligem Öffnen der Kontakte unter Strom, wobei sich eine flüssige Brücke von etwa 10^{-4} bis

10^{-5} sec Dauer ausbildete, wenn durch geeignete Wahl der Induktivität der Bogen unterdrückt wurde. Die gleiche Durchmischung wurde aber auch bei einer Wanderung beobachtet, die eindeutig durch den kurzen Bogen verursacht war. Ein geringer Materialüberschuß fand sich immer als Nettozuwachs auf der Kathode.

Erfolgt mehrere Kontaktgaben an der gleichen Stelle des Kontaktstiftes, so war auf beiden Elektroden nicht mehr nur das aktive bzw. das inaktive Metall beteiligt, sondern auch das durchmischte Material. Nach sehr vielen Kontaktgaben mißt man auf einer ehemals inaktiven Kathode nur noch den Nettomaterialgewinn. Von einer zuvor inaktiven Anode ist alles

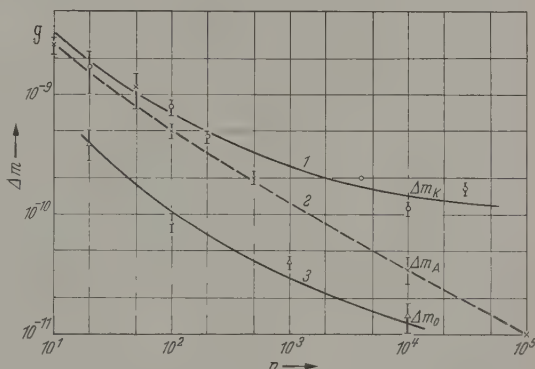


Abb. 2. Abhängigkeit der Materialwanderung von der Zahl der Kontaktgaben n . m_K Gewinn der Kathode pro Kontaktgabe; m_A Gewinn der Anode pro Kontaktgabe; m_0 Materialübertragung pro Kontaktgabe bei stromloser Kontaktbetätigung. Kontaktmaterial Pd-Ag 50/50. $I = 6$ A, $U = 4$ V, $L = 1,8 \cdot 10^{-7}$ H

anfangs durchmischte Material zur Kathode zurückgewandert und sie wird wieder nahezu inaktiv. Ein Verhalten dieser Art ist aus den Kurven in Abb. 2 zu entnehmen, die die pro Kontaktgabe gewanderte Menge an aktivem Material in Abhängigkeit von der Zahl der Kontaktgaben zeigen. Die aktive Elektrode war bei Kurve 1 die Anode, bei Kurve 2 die Kathode, Kurve 3 gibt die Ergebnisse eines Blindversuchs mit stromlosen Kontaktgaben wieder.

Bei den im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurde stets nach 100 Kontaktgaben gemessen. Diese Zahl stellt einen Kompromiß dar, einerseits zwischen dem Wunsch, Einzelvorgänge zu erfassen und oszillographisch zu kontrollieren, andererseits aus größeren Schaltzahlen zu mitteln und die zu messenden Aktivitäten anzureichern. Jedoch ist hierbei zu berücksichtigen, daß je nach der Härte des verwendeten Metalls diese 100 Kontaktgaben an mehr oder weniger über- bzw. nebeneinanderliegenden Metalloberflächen erfolgen. Bei den kleinen Kontaktstellen harter Materialien (die Kontaktfläche ist ja proportional der Härte des Materials) wird stets eine Oberfläche im Anlieferungszustand getroffen, wodurch sich die Durchmischung bei jeder Kontaktgabe voll auswirkt. Bei weichem Material erfolgt die Kontaktgabe mehrmals an der gleichen Stelle, an der bereits durchmisches Material vorhanden ist, d.h. entsprechend Abb. 2 wird der Gewinn der Anode Δm_A und der Gewinn der Kathode Δm_K an aktivem Material kleiner. Dies zeigt deutlich eine Zusammenstellung (Tabelle 3), in der für verschiedene Metalle und Legierungen die Härte und das Verhältnis Gewinn der Anode zu Gewinn der Kathode für 100 Kontaktgaben angegeben sind.

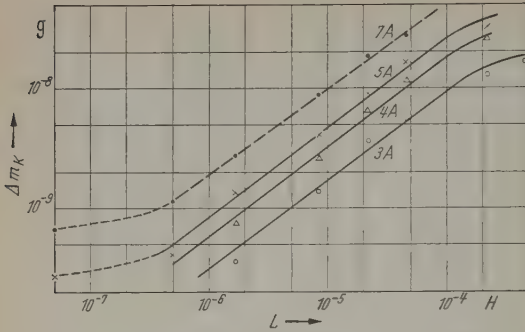


Abb. 3. Materialwanderung in Abhängigkeit von der Induktivität. Kontaktmaterial: Ag

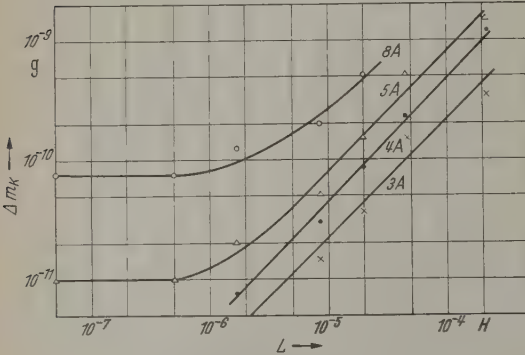


Abb. 4. Materialwanderung in Abhängigkeit von der Induktivität. Kontaktmaterial: Ir

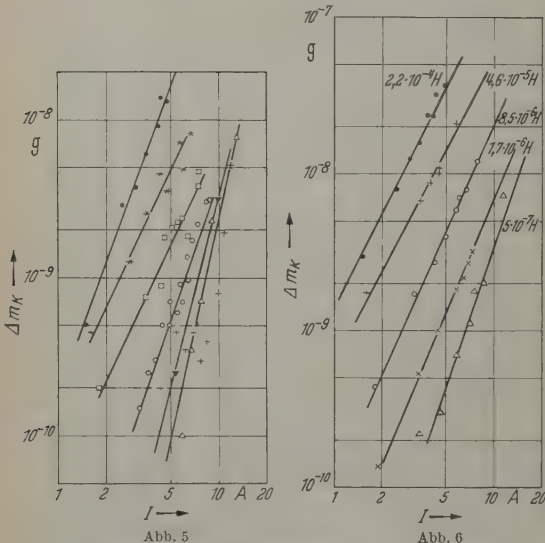


Abb. 5. Materialwanderung in Abhängigkeit von der Stromstärke. Kontaktmaterial: Ir. Δ $5 \cdot 10^{-8}$ H; $+$ $5 \cdot 10^{-7}$ H; ∇ $1,7 \cdot 10^{-6}$ H; \square $2 \cdot 10^{-5}$ H; $*$ $4,6 \cdot 10^{-4}$ H; \bullet $2,2 \cdot 10^{-4}$ H

Abb. 6. Materialwanderung in Abhängigkeit von der Stromstärke. Kontaktmaterial: Ag

Der Nettogewinn $\Delta m_K - \Delta m_A$ ist allerdings nahezu unabhängig von der Zahl der Kontaktgaben. Trotzdem wird im folgenden aus meßtechnischen Gründen meistens nicht $\Delta m_K - \Delta m_A$, sondern Δm_K , der Gewinn der Kathode pro Kontaktgabe bei 100 Kontakt-

Tabelle 3. Abhängigkeit der Durchmischung von der Härte Materials bei 100 Kontaktgaben

H_v = Vickershärte für eine Last von 300 p.

Material	H_v kp/mm ²	$\frac{\Delta m_A}{\Delta m_K}$
W—Ag 50/50	50	0,35
Ag—In 96/4	130	0,40
Ag	140	0,50
Ta	170	0,60
Pt—Ir 90/10	190	0,58
Pd—Ag 70/30	210	0,50
Pt—Ru	290	0,70
Ir	440	0,75
W	550	0,85
Os	800	0,85
W—Ir	800	0,80

Δm_A Gewinn der Anode pro Kontaktgabe; Δm_K Gewinn der Kathode pro Kontaktgabe.

gaben angegeben. Dies ist insofern gerechtfertigt, das Verhältnis $\Delta m_A / \Delta m_K$ für die verwendeten Strom stärke und Induktivitäten, wie die Experimente ze ten, bei gleichem Kontaktmaterial konstant bleibt u bei diesen Untersuchungen weniger der Absolutw der Wanderung als seine Abhängigkeit von Stro stärke und Induktivität interessierte.

5. Abhängigkeit der Materialwanderung von Stromstär ke und Induktivität

Von den untersuchten Kontaktmaterialien wer Silber und Iridium, Kontaktmaterialien mit un schiedlichen Siedepunkten, zur Erläuterung der wese lichen Züge herausgegriffen. Die Zahl der Konta gaben betrug immer 100. Die Meßpunkte ergaben s als Mittelwerte aus 20 Einzelmessungen. Die Spanni betrug 2 V.

Abb. 3 und 4 geben die Abhängigkeit der Mater wandung von der Induktivität mit der bei geschl senem Kontakt gemessenen Stromstärke als Pa meter in logarithmischer Auftragung wieder. Bei ber nimmt der Materialtransport im Bereich $5 \cdot 10^{-7} < L < 10^{-4}$ H proportional zu $L^{0,7}$ zu. Bei kleine Induktivitäten ($L < 5 \cdot 10^{-7}$ H) wird Δm_K unabhän von L. Bei Iridium besteht im Bereich höherer Ind tivititäten Proportionalität zwischen L und Δm_K . J Einfluß der Selbstinduktion auf die Materialwanden ist für $L < 10^{-6}$ H nicht mehr festzustellen.

Tabelle 4. Materialwanderung für $I = 4$ A, $V = 2$ Volt

Material	$L = 5 \cdot 10^{-8}$ H Δm_K g $\cdot 10^{-11}$	$L = 7,5 \cdot 10^{-6}$ H Δm_K g $\cdot 10^{-10}$
Ag	25	40
Ir	0,5	0,35
Ru	5,2	1,0
Os	6	1
Ta	70	20
W	1,8	2,2
W—Ir 50/50	2,8	0,6
Ag—In 96/4	25	20
W—Ag 50/50	100	45

Δm_K Gewinn der Kathode pro Kontaktgabe.

Für die Stromstärkeabhängigkeit des Iridiu (Abb. 5) ergibt sich bei Induktivitäten von $5 \cdot 10^{-7}$ und darunter ein Anwachsen des Materialtranspor mit der 4. bis 5. Potenz von J. Für $L < 8 \cdot 10^{-7}$

st Δm_K etwa mit $J^{2,5}$. Bei Ag (Abb. 6) erhält man für die Stromstärkeabhängigkeit für kleinere Induktivitäten etwa eine kubische, für größere Induktivitäten eine quadratische Beziehung. Um einen ungefähren Begriff von der Größenordnung der Materialwanderung zu geben, sind in Tabelle 4 Ergebnisse an verschiedenen Materialien unter jeweils gleichen Bedingungen zusammengestellt.

Vergleich der Meßresultate mit den von anderen Autoren

Für Silber liegen in dem hier behandelten Strom-Spannungsgebiet auch Messungen vor, die an anderen Stellen und mit anderen Methoden durchgeführt waren, so daß eine Vergleichsmöglichkeit gegeben ist. Eine Zusammenstellung findet sich in Tabelle 5. Auch für Messungen mit der radiochemischen Methode ist hier der Netto-Transport $\Delta m_K - \Delta m_A = \Delta m$ angegeben.

Die meisten Autoren verwendeten eine Batteriespannung, die höher als 2 V. Nach den Angaben von DIETRICH und RÜCHARDT [8] ist die Spannungsabhängigkeit von Δm im Bereich größerer Induktivitäten gegeben durch $\Delta m \sim (\bar{V}_A)^2/V$, (\bar{V}_A Abreißspannung der gesagten Brücke), d.h. eine Erhöhung der Batteriespannung von 2 V auf 6 V müßte eine Erhöhung des Materialtransports auf das Doppelte verursachen. Dieser Unterschied dürfte bei kleinen Induktivitäten, bei denen Δm mit einer höheren Potenz von J ansteigt, größer werden.

Insgesamt ist trotz dieser Unsicherheit infolge der unterschiedlichen Batteriespannung die Übereinstimmung recht befriedigend. Die mit der radioaktiven Methode bestimmten Werte liegen im allgemeinen etwas höher.

7. Diskussion der Ergebnisse

In der Diskussion sollen kurz die Ergebnisse oszilloskopischer Untersuchungen des kurzen Bogens bei Spannungen von 2 V, über die an anderer Stelle [8] berichtet wurde, wiederholt werden. Experimentell ergab sich, was auch bei plausiblen Annahmen zu erwarten war, daß die Bogendauer τ proportional zur Kurzschlußstromstärke J und bei Metallen mit niedrigeren Siedepunkt auch proportional zur Induktivität L , bei hochsiedenden Metallen mit einer komplizierten Funktion von L wächst (Abb. 7). Die im Bogen verbrauchte Energie E läßt sich berechnen:

$$E = \int_{t=0}^{t=\tau} V_B \cdot J_B dt = \bar{J}_B \cdot V_B \cdot \tau.$$

bedeutet die Brennstromstärke des Bogens. Die Spannung V_B ist nahezu eine Materialkonstante, die etwa 10 V. Mit der Annahme $\bar{J}_B \sim J$ läßt sich ableiten $E \sim J \cdot \tau$ und für Materialien mit niedrigeren Siedepunkt zusätzlich $E \sim J^2 \cdot L$, da hier $\tau \sim JL$. Zur Klärung über Gesetzmäßigkeiten der Materialwanderung ist zu prüfen, ob die Bogenwanderung proportio-

nal der im Bogen verbrauchten Energie ist, wobei von den zusätzlichen Effekten, die sich bei kleinen Induktivitäten infolge der Brückenwanderung ergeben, vorläufig noch abgesehen werden soll. Trägt man die Bogenwanderung als Funktion der mittleren Bogendauer τ bei konstanter Kurzschlußstromstärke J auf, so erhält man für Ag und Ir $\Delta m_K \sim \tau^{0,7}$ (Abb. 8).

Tabelle 5. Vergleich der Ergebnisse für die Materialwanderung bei Silber

Autor	Zahl der Kontaktgaben	Meßmethode	Spannung V	Stromstärke I A	Induktion L H · 10 ⁻⁸	Δm g · 10 ⁻⁸
RIDDLESTONE [3]	7,5 · 10 ³	mikroskopischer Volumenbestand	6	3,7	0,1	0,04
"	7,5 · 10 ³	dgl.	6	7	0,1	0,15
"	7,5 · 10 ³	"	6	3,7	5	0,6
"	7,5 · 10 ³	"	6	7	5	2
DIETRICH und RÜCHARDT [8]	3,6 · 10 ⁵	Wägung	8	8	5	1,5
"	3,6 · 10 ⁵	"	2	8	5	1
DIETRICH und HONRATH	100	radioaktiv	2	5	0,05	0,05
"	100	"	2	7	0,05	0,17
"	100	"	2	5	0,5	0,08
"	100	"	2	3	7,8	0,25
"	100	"	2	5	7,8	0,75
"	100	"	2	7	7,8	1,5
R. u. E. HOLM [9]	10 ⁵	mikroskopischer Volumenbestand	6,5	3,6	0,14	0,041
"	10 ⁵	"	6,5	5,3	0,8	0,17
"	10 ⁵	"	6,3	5,3	5,3	0,45

$\Delta m = \Delta m_K - \Delta m_A$ Nettogewinn der Kathode bei einer Kontaktgabe.

Dies bedeutet: von der im Bogen zur Verfügung stehenden Energie wird bei kürzerer Bogendauer ein größerer Bruchteil zur Verdampfung und Überführung von Elektrodenmaterial verbraucht als bei höheren

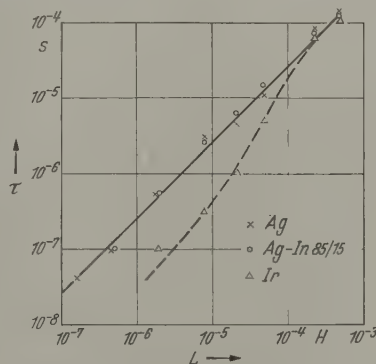


Abb. 7. Dauer des kurzen Bogens in Abhängigkeit von der Induktivität

Energien. Die durch die flüssige Brücke bewirkte Wanderung, die anschließend besprochen wird, kann diesen Effekt nicht verursachen, denn sie fällt bei etwas länger dauernden Bögen praktisch nicht ins Gewicht. Ein Rücktransport des ursprünglich gewanderten Materials könnte unter Umständen bei diesen Untersuchungen eine Verringerung des Materialtransportes Δm_K pro Zeiteinheit der Bogendauer mit wachsendem τ vortauschen, wobei allerdings der gleiche Exponent 0,7 sowohl für das nur geringfügig wandernde Iridium als auch für das stark wandernde Silber schwer zu erklären wäre.

Ein Anzeichen einer Änderung der Wanderungsrichtung bei höherer Induktivität, das auf einen veränderten Bogenmechanismus hindeuten könnte, ist bei Iridium nicht zu entdecken, bei Ag nur bei der größten verwendeten Induktivität andeutungsweise vorhanden.

Für die Abhängigkeit der Materialwanderung von der Stromstärke wurde gefunden:

für Ag: $\Delta m_K \sim J^2$ bis $J^{2,3}$

für Ir: $\Delta m_K \sim J^{2,5}$.

Daß hier die Tendenz zu einem höheren Exponenten als 2 für die Stromstärkeabhängigkeit besteht, kann vielleicht gedeutet werden durch die Tatsache, daß bei kleineren Stromstärken die Wärmeableitung, d.h. die

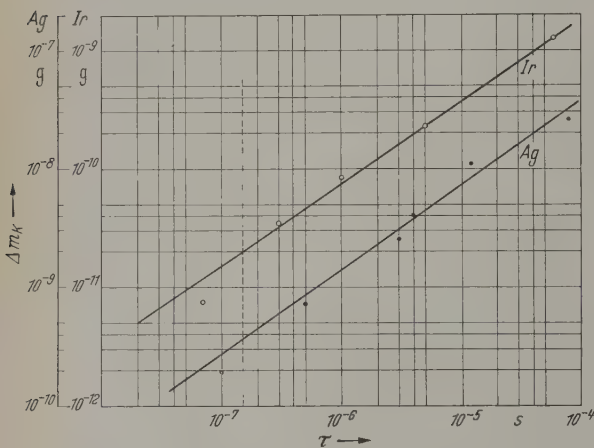


Abb. 8. Materialwanderung in Abhängigkeit von der Bogendauer

Energieableitung, stärker ins Gewicht fällt als bei großen Stromstärken, also bei größeren Stromstärken ein größerer Bruchteil der Gesamtenergie für Verdampfung und Materialwanderung verbraucht wird. Als Ergebnis erhält man also, daß bei den untersuchten Kontaktmaterialien, wie sie in Tabelle 4 verzeichnet sind (hier wurden nur Ag und Ir als Beispiel angeführt), die Bogenwanderung nicht proportional der im Bogen zur Verfügung stehenden Energie ansteigt. Sie wächst mit steigender Stromstärke mit einer etwas höheren Potenz von J , mit steigender Induktivität mit niedrigerer Potenz der Bogendauer als nach der einfachen Energiebetrachtung zu erwarten wäre.

Daß eine Materialwanderung ohne Bogen tatsächlich existiert, die wohl in irgendeiner Form mit der

flüssigen Brücke zusammenhängt, läßt sich am besten bei dem hochsiedenden Ir nachweisen. Für $L < 10^{-6}$ konnte bei Ir oszillographisch kein kurzer Bogen festgestellt werden (Abb. 7). Gerade in diesem Gebiet, die Materialwanderung unabhängig von der Induktivität (Abb. 4), d.h. sie kann nicht durch den kurzen Bogen verursacht sein. Dieser Materialtransport wächst sehr stark mit wachsender Stromstärke, bei etwa proportional J^4 . Die Brückenwanderung ist bei höheren Stromstärken am Gesamttransport beteiligt. Auch bei Silber und anderen hier nicht geführten Materialien, die sich ähnlich wie Silber verhalten, ist die gleiche Tendenz zu einer vom kurzen Bogen unabhängigen Wanderung bei kleinster Induktivität zu erkennen, jedoch weniger deutlich, da bei bereits bei $2 \cdot 10^{-7} H$ ein Bogenansatz vorhanden ist (Abb. 7). Über den Mechanismus, der zur Materialwanderung in der Brücke führt, kann auf Grund der Versuche nur ausgesagt werden, daß offenbar der Schmelzvorgang unter Strom bzw. das Stadium der Brückenbildung, bei dem die höchste Temperatur erreicht wird, die entscheidende Rolle spielt, da sonst in der stabilen flüssigen Brücke neben dem Materialaustausch eine stärkere Wanderung auftreten müßte.

Zusammenfassung

Es wird berichtet über Wanderungsmessungen an elektrischen Kontakten im Bereich kleiner Stromstärken und Spannungen, durchgeführt mit radioaktiven Isotopen. Die Versuchsmethode wird beschrieben. Wie weit in diesem Bereich die Wanderung durch die flüssige Kontaktbrücke und wie weit durch den kurzen Bogen bestimmt ist, wird diskutiert.

Literatur: [1] HOLM, R.: *Electric Contacts Handbook*. Berlin: Springer 1958. — [2] LLEWELLEN, F. JONES: *Physics of Electrical Contacts*. Oxford: Clarendon Press 1957. — [3] RIDDLESTONE, J.: *J. Proc. Instn. Electr. Engrs. C* **102**, 29 (1955). — *Brit. J. Appl. Phys.* **8**, 105 (1957). — COOPER, R. J. B., and J. RIDDLESTONE: *J. Proc. Instn. Electr. Engrs. C* **105**, 212 (1958). — [4] MERL, W.: *ETZ A* **77**, 1 (1956). — [5] BETTERIDGE, W., and J. A. LAIRD: *Inst. Electr. Engrs.* **82**, 625 (1938). — [6] GERMER, L. H., und Mitarbeiter: *J. Appl. Phys.* **22**, 955 (1951); **23**, 553 (1952); **25**, 2 (1954); **26**, 571 (1955); **27**, 32 (1956). — [7] DAVIDSON, P.: *Brit. J. Appl. Phys.* **5**, 189 (1954). — [8] DIETRICH, L. E. RÜCHARDT: *Z. angew. Phys.* **1**, 1 (1948). — [9] HOLM, R. u. E.: *Z. angew. Phys.* **6**, 352 (1954). — [10] DIETRICH, L. E.: *Ann. Phys.* **4**, 167 (1959).

Dr. ISOLDE DIETRICH,
Dipl.-Ing. MARLENE HONRATH-BARKHAUSEN,
Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG,
München

Über die elektrischen Eigenschaften ausgedehnter Strompfade in oberflächennahen Raumladungszonen von Halbleitern

Von EBERHARD GROSCHWITZ, ERNST HOFMEISTER und RUDOLF EBHARDT

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 24. August 1960)

Einleitung

Die räumliche Ausdehnung von Raumladungszonen an Dotierungsgrenzen in Halbleiterkristallen erstrecken sich nur über wenige Debye-Längen. Bei Trägerbewegungen, die in senkrechter Richtung zur

Dotierungsgrenze verlaufen, spielen deshalb Raumladungseffekte nur in Bereichen eine Rolle, die in der Größenordnung von $1 \mu m$ sind. In den meisten kommenden Fällen sind für die elektrischen Eigenschaften von Halbleiteranordnungen die physikalischen

Verhältnisse in den sehr viel größeren raumungsfreien Bahngebieten maßgebend. Wenn jedoch die beweglichen Ladungsträger nicht wie gewöhnlich senkrecht, sondern im wesentlichen parallel Inversionsebene fließen, so können auch Raumladungszonen zu beliebig ausgedehnten Strompfaden werden. Im folgenden sollen die Gesetzmäßigkeiten der Trägerbewegungen in derartigen Strompfaden untersucht und die Strom-Spannungsbeziehungen ermittelt werden. Als Beispiel werden Ströme in Oberflächeninversionsschichten bei Verhältnissen starker Inversion betrachtet, wie sie in Germanium oder Silizium realisierbar und in den meisten Fällen von Interesse gegeben sind.

In der Technik der Halbleiterbauelemente spielen Oberflächenströme eine wesentliche, meist unerkannte Rolle. Infolge von hierdurch bedingten Überschlüssen treten an stromdurchflossenen pn -Übergängen Anomalien auf, die sich durch erhöhte Sättigungs- und Flußströme und vermehrtes Rauschen bemerkbar machen. Diese Oberflächenströme liefern häufig einen Beitrag zum Gesamtstrom von gleicher Größenordnung wie der Volumenstrom. Hierdurch werden die elektrischen Eigenschaften gleicher Bauelemente bei jedem einzelnen Exemplar mehr oder weniger stark modifiziert. Aus diesen Gründen ist es zweckmäßig, die mit der Existenz von Oberflächenströmen in Zusammenhang stehenden Erscheinungen nicht als unerwünschte Nebeneffekte zu betrachten, sondern diesen Vorgängen als selbständigem Fragenkomplex ein besonderes Interesse zuzuwenden.

Man unterscheidet Transportvorgänge von Ladungsträgern innerhalb der adsorbierten Fremdschicht der Kristalloberfläche von Strömen in der Oberflächeninversionsschicht. Strombeiträge in adsorbierten Fremdschichten von monomolekularer Schichtdicke können im allgemeinen vernachlässigt werden. Die Oberflächenströme in Inversionsschichten, wenn die durch starke Inversion eine wesentlich erhöhte Leitfähigkeit in der randnahen Anreicherungsschicht anzuweisen. Bei Halbleiteroberflächen ohne stark invertierte Anreicherungsschichten können jedoch auch Ströme in gut ausgebildeten adsorbierten Fremdschichten eine Rolle spielen, [1] und [2]. An den Oberflächen von Germanium und Silizium lassen sich Oberflächen mit stark invertierten Randschichten künstlich durch bestimmte Oberflächenbehandlungen herstellen. Es ist deshalb für die in der vorliegenden Arbeit behandelte Frage von Interesse, in welcher Weise die Strom-Spannungs-Charakteristiken in der stark mit Trägern angereicherten oberflächennahen Zone fließenden Oberflächenstromes zuwadedekommt, und welchen Einfluß hierbei die Beschaffenheit der Kristalloberfläche, die Stoff- und Leistungsparameter des Halbleiters sowie Rekombinations- und Paarbildungsprozesse besitzen.

Experimentelle und theoretische Untersuchungen der physikalischen Verhältnisse in Oberflächeninversionsschichten wurden von J. BARDEEN und W. H. PETERLIN [3] sowie von A. I. GUBANOW [4] und anderen unternommen, [5] bis [13]. Eine ausführliche Darstellung des Problemkreises stammt von U. J. HARTEN und W. SCHULTZ [14]. In den Arbeiten dieser Autoren wurden jedoch die Oberflächenströme an Spitzendioden nicht untersucht. Das Problem der Oberflächeneinflüsse ist jedoch bei Spitzen-

kontaktgleichrichtern viel gravierender als bei Flächendioden oder -Transistoren, weil bei Spitzendioden die Ausdehnung der durch die Feder gebildeten Kontaktfläche außerordentlich viel kleiner ist als die geometrische Größe der physikalisch wirksamen Halbleiteroberfläche [15]. Aus diesem Grunde stellen Spitzenkontaktgleichrichter eine physikalische Anordnung dar, an der sich der Einfluß der Oberfläche und die grundsätzlichen Wesenszüge von Oberflächenströmen besonders gut studieren lassen. Die in der vorliegenden Arbeit mitgeteilten theoretischen Ergebnisse gestatten eine Analyse gemessener Strom-Spannungsabhängigkeiten von formierten Spitzenkristallgleichrichtern bei physikalischen Verhältnissen, die den theoretischen Voraussetzungen entsprechen. Über diese experimentellen Ergebnisse wird von uns in einer unmittelbar folgenden Arbeit berichtet.

Unabhängig von der Bedeutung der Ströme in randnahen Oberflächenschichten für die Physik der Spitzenkontaktgleichrichter ist der Mechanismus der Trägerbewegungen in ausgedehnten Strompfaden spannungsabhängiger Raumladungsgebiete allgemein auch als selbständiges Problem von besonderem Interesse. Es ist hierbei im Prinzip nicht entscheidend, ob der Raumladungskanal an der Oberfläche des Kristalls oder längs einer inneren Dotierungsgrenze verläuft. Wesentlich ist hierbei vielmehr, daß die elektrischen Eigenschaften solcher Strompfade von sich wechselseitig beeinflussenden longitudinalen und transversalen Effekten bestimmt werden. Eine durch eine effektive Diffusionslänge charakterisierte ambipolare Trägerdiffusion längs des Strompfades wird senkrecht dazu durch raumladungsbedingte, spannungsabhängige Dichteveränderungen modifiziert. Es ergibt sich somit in ausgedehnten Raumladungsstrompfaden eine raumladungsgesteuerte ambipolare Trägerbewegung mit variablen Parametern des ambipolaren Leitungsmechanismus. Das zu diesem physikalischen Sachverhalt gehörende Wechselstromproblem wird ebenfalls in einer späteren Mitteilung behandelt.

Aufbau der Oberflächeninversionsschicht

a) Inversionsschicht ohne äußeres Potential

Struktur und Aufbau einer Oberflächeninversionsschicht eines beispielsweise n -leitenden Halbleiterkristalls senkrecht zur Oberfläche sind schematisch in Abb. 1 dargestellt. Das Diagramm zeigt den Verlauf der Konzentration der beweglichen Ladungsträger und des elektrostatischen Potentials in Abhängigkeit von der Kristalltiefe, gemessen vom Kristallrand aus. Die Länge l bezeichnet die Tiefe der gesamten Raumladungszone bis zur Grenze des neutralen Gebietes im Halbleiterinneren. Die Inversionsebene befindet sich an der Stelle x_i , wo ersichtlich die Konzentrationen der Elektronen n und der Löcher p gleich der Eigenleitendichte n_i sind. Die Dicke x' der randnahen Anreicherungsschicht begrenzt eine Zone, in der bei starker Inversion die im Kristallinneren als Minoritätsträger vorhandenen Defektelektroden eine wesentlich höhere Konzentration annehmen als die Donatorenkonzentration n_D . Für die Existenz von Oberflächenströmen spielt deshalb diese Anreicherungsschicht eine entscheidend wichtige Rolle.

Eine Oberflächeninversionsschicht unterscheidet sich in wesentlichen Eigenschaften von einem kon-

ventionellen pn -Übergang im Kristallinneren. Die Umkehr des Leitungstypus erfolgt bei einer Oberflächeninversionsschicht nicht durch einen Wechsel der Dotierung, sondern wird durch eine infolge von Adsorption und Oberflächenzuständen an der Kristall-

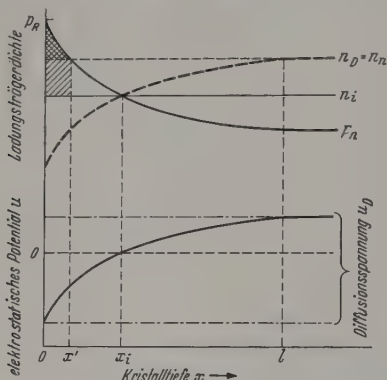


Abb. 1. Schema der Konzentrationsverläufe und des dimensionslosen elektrostatischen Potentials $u = q\psi/kT$ (Voltäquivalent) in Oberflächeninversionsschichten (Ordinate der Konzentrationsverläufe im logarithmischen Maßstab)

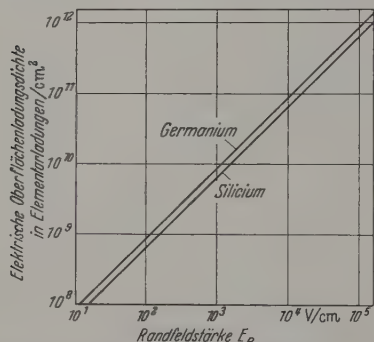


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Randfeldstärke und Oberflächenladung

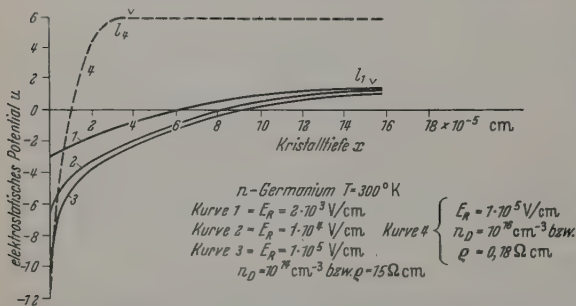


Abb. 3. Berechneter Verlauf des dimensionslosen elektrostatischen Potentials $u = q\psi/kT$ in einer Inversionsschicht bei starker Inversion. l = Tiefe der Raumladungszone

oberfläche vorhandene elektrische Flächenladungsdichte erzeugt. Der Potentialverlauf hat bei einer Oberflächeninversionsschicht infolge der sich bis zur Kristalloberfläche erstreckenden gleichartigen Dotierung keinen Wendepunkt, wie dies bei einem pn -Übergang im Inneren des Kristalls wegen des Wechsels der Dotierung der Fall ist. Infolgedessen findet in einer Inversionsschicht an der Halbleiteroberfläche eine ständig zunehmende Abkrümmung des Potentials bis zum Kristallrand statt.

Die elektrische Flächenladungsdichte an der Kristalloberfläche ist nach einem allgemeinen Satze der Elektrostatik proportional zur Randfeldstärke, sofern wird durch die elektrische Flächenladungsdichte als Randwert für den Potentialverlauf der Oberflächeninversionsschicht die elektrische Randfeldstärke festgelegt. Die elektrische Flächenladungsdichte hängt von der Vorgeschichte und der hier erzeugten molekularen Struktur der Kristalloberfläche ab und kann durch entsprechende Behandlung variiert werden. Die Elementarladungen an der Oberfläche verteilen sich auf ein System von Energiezuständen. Man konnte experimentell feststellen, offenbar zwei verschiedene Arten von Zentren existieren, die sich durch ihre Einstellzeiten unterscheiden [8] bis [10]. Diejenigen mit einer Relaxationszeit von 10^{-7} bis 10^{-8} s werden als „schnelle“ und anderen mit Relaxationszeiten in der Größenordnung von Sekunden bis Stunden als „langsame“ Oberflächenzustände bezeichnet. Die effektive Zustandsdichte der „schnellen“ Zustände beträgt ungefähr 10^{11} cm^{-2} ; hierbei handelt es sich um vorwiegend akzeptorische Terme in der Nähe des Valenzbandes. „Schnelle“ Zustände mit Donatorencharakter kommen auch vor. Deren effektive Zustandsdichte ist häufig geringer und liegt bei etwa 10^{10} cm^{-2} . „Schnellen“ Zentren spielen insbesondere bei elektrischen Wechselvorgängen eine Rolle, deren Perioden mit den zugehörigen Relaxationszeiten vergleichbar ist. Für den Aufbau der Oberflächeninversionsschicht sind jedoch die „langsamen“ Zentren entscheidend. Ihre effektive Zustandsdichte kann Werte zwischen 10^{11} und 10^{15} cm^{-2} annehmen. Bei der Verteilung der Elementarladungen auf diese Zustände liegen die Werte der elektrischen Randfeldstärke im allgemeinen in einem Bereich zwischen 10^3 bis 10^6 V/cm.

Die Randfeldstärke E_R bzw. ihre entsprechende effektive, elektrische Flächenladungsdichte stellt eine charakteristische, phänomenologische Größe dar, die die summarischen jene Eigenschaften der Kristalloberfläche gekennzeichnet werden, die den Aufbau der Oberflächeninversionsschicht vom Rand her bestimmen. Als weitere, die Struktur der Oberflächeninversionsschicht beeinflussende Parameter sind die Dotierung bzw. der spezifische Widerstand, die Eigenleitungsdichte, die Dielektrizitätskonstante und die Temperatur zu nennen.

Der Zusammenhang zwischen Randfeldstärke und der effektiven, elektrischen Flächenladungsdichte der Halbleiteroberfläche ist in Abb. 2 für Germanium und Silicium dargestellt. Den Potentialverlauf innerhalb der Oberflächeninversionsschicht senkrecht zur Oberfläche bei starker Inversion zeigt Abb. 3. Im Gegensatz zu Abb. 1 handelt es sich in diesem Diagramm um berechnete Potentialverteilungen bei verschiedenen Randfeldstärken und Dotierungen. Das elektrostatische Potential ψ ist so gewählt, daß bei $x = x_i$ (Inversionsebene) das aufgetragene dimensionslose Potential (Voltäquivalent) $u = q\psi/kT = 0$ ist. Der sich hierbei ergebende gesamte Potentialabfall (Diffusionspotential u_D) innerhalb der Raumladungszone sowie deren räumliche Erstreckung, gemessen vom Kristallrand aus, sind in Einklang mit experimentellen Ergebnissen. Die Raumladungstiefen der Kurven 2 und 3 sind nicht markiert, weil sie außerhalb des Diagramms liegen würden. Mit wachsender

Donatorkonzentration und somit bei kleinerem spezifischem Widerstand des Halbleiters wird die Tiefe der Raumladungszone immer kleiner. Der Grund dafür ist, daß die elektrische Ladung der Oberflächenbelegung mit ihren Feldlinien in den Halbleiter tiefer hineinwirkt, wenn seine Leitfähigkeit kleiner ist. Diese Gesetzmäßigkeiten sind in Abb. 4 anschaulich gemacht. Es ist das Verhältnis der Defektelektronenkonzentration zur Donatorkonzentration in Abhängigkeit von der Kristalltiefe für verschiedene Werte des spezifischen Widerstandes eines n -leitenden Germaniumkristalls bei einem konventionellen Wert der Randfeldstärke 10^5 V/cm dargestellt. Die Kurvenverläufe sind theoretisch berechnet [16]. Die randnahe Anreicherungszone ist jeweils durch den Teil des Konzentrationsverlaufes gekennzeichnet, wo das Verhältnis p/n_D größer als 1 ist.

Beeinflussung der Inversionsschicht durch ein äußeres Potential

Die Konzentrationsverteilung der beweglichen Ladungsträger und der zugehörige Verlauf des elektrostatischen Potentials in der Raumladungszone, senkrecht zur Oberfläche betrachtet, kann auf verschiedene Weise geändert werden.

Einmal können die atomaren Stoffparameter des Halbleiters und der Oberfläche modifiziert werden. Der Einfluß auf den Verlauf des elektrostatischen Potentials durch Änderung der Dotierung oder der Randfeldstärke bzw. der elektrischen Oberflächenladungsdichte, z. B. hervorgerufen durch Wechsel von dotierten Oberflächenschichten, ist in Abb. 3 anhand von berechneten Kurven dargestellt.

Zum anderen kann der Konzentrationsverlauf der beweglichen Ladungsträger im Inneren der Raumladungsschicht durch Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes, das senkrecht zur Kristalloberfläche gerichtet ist, verändert werden. Experimentell wird in solche Belastung durch ein äußeres Potential im Prinzip entweder durch Annäherung einer geladenen Elektrode an die Halbleiteroberfläche (Abb. 6a) oder durch Kontaktierung des Kristalls mit einer äußeren Spannung realisiert. (Abb. 6b zeigt ein idealisiertes Schema einer solchen Belastung, wobei der Kontakt homogen über die ganze Oberfläche gedacht ist.) Die Fälle zeichnen sich durch einen grundsätzlichen Unterschied aus.

Bei einer elektrostatischen Belastung durch ein äußeres Potential ist die Inversionsschicht nicht in den äußeren Stromkreis eingeschlossen. Es findet also lange ein Ladungstransport in der Raumladungszone statt, bis sich ihr innerer Aufbau entsprechend den äußeren Bedingungen neu eingestellt hat. Bei Gleichbelastung tritt somit nach sehr kurzer Zeit ein elektrostatischer Gleichgewichtszustand ein, indem der durch die Inversionsschicht fließende Strom infolge vollständiger Kompensation des ϕ - und des Diffusionsstromanteiles verschwindet.

Der andere Fall der Belastung durch ein äußeres Potential ist im Gegensatz hierzu dadurch gekennzeichnet, daß ein Strom senkrecht durch die Oberflächeninversionsschicht fließt, die durch entsprechende Kontaktierung des Kristalls nunmehr in einen Stromkreis geschaltet ist (Abb. 6b). Hierbei wird der innere Aufbau der Raumladungszone ebenfalls modifiziert.

Bei Gleichbelastung entsteht jedoch jetzt ein stationärer Nichtgleichgewichtszustand, der formal auch als dynamischer Gleichgewichtszustand betrachtet werden kann. Der Feld- und der Diffusionsstromanteil kompensieren sich hierbei nicht vollständig, was einen resultierenden senkrecht zur Inversionsschicht fließenden Gesamtstrom zur Folge hat.

Sowohl bei rein elektrostatischer Belastung der Oberflächeninversionsschicht als auch im Fall einer strombehafteten Belastung wird das elektrostatische

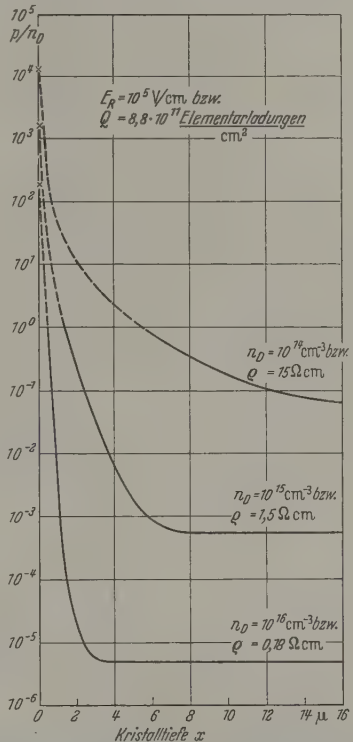


Abb. 4. Relative Dichteverteilung der Defektelektronen in Abhängigkeit von der Kristalltiefe bei verschiedenem spezifischem Widerstand eines n -leitenden Halbleiter-Kristalls (berechnete Kurven); der gestrichelte Kurventeil kennzeichnet das Anreicherungsgebiet starker Inversion

Potential im Inneren der Raumladungszone und des Halbleiters gegen den ursprünglichen Verlauf ohne äußeres Potential angehoben oder abgesenkt, wodurch sich auch der hierdurch kausal bedingte Konzentrationsverlauf der beweglichen Ladungsträger jeweils entsprechend den vorhandenen Bedingungen neu einstellt. Diese Neueinstellung hat andererseits wieder eine Rückwirkung auf die Randfeldstärke und somit auf die elektrische Oberflächenladung zur Folge. Es werden hierbei an der Kristalloberfläche Flächenladungen influenziert, und zwar von innen her, wodurch der Aufbau der Ladungsverteilung in der Raumladungszone mitbestimmt wird. Infolgedessen ändert sich bei Anwesenheit eines äußeren Potentials in der Oberflächeninversionsschicht auch über die Änderung der Randfeldstärke der sich wechselseitig bedingende Potential- und Konzentrationsverlauf. Der Ausgangspunkt für eine quantitative Formulierung dieser Verhältnisse ist die Gleichgewichtsbedingung der Neutralität für die gesamte elektrische Ladung des Systems [17].

Wir definieren — wie bei gewöhnlichen *pn*-Übergängen üblich — eine senkrecht zur Oberfläche angelegte Spannung als Sperrbelastung, wenn der Minuspol auf der Seite der invertierten *p*-Schicht liegt, und die umgekehrte Polung als Flußbelastung.

Die Berechnung zeigt [17] im Einklang mit der Erfahrung [18], daß bei Potentialbelastungen bis etwa ± 50 mV die Randfeldstärke praktisch spannungsunabhängig ist. Bei stärkerer Sperrbelastung nimmt die Randfeldstärke zu, hingegen bei Verkleinerung der Sperrbelastung bzw. bei wachsender Flußbelastung wird die Randfeldstärke verkleinert.

Im rein elektrostatischen Gleichgewichtsfall, also ohne resultierenden Gesamtstrom, behalten die Defektelektronen am Ende der Raumladungszone und damit am Rande $x = l$ der beginnenden quasineutralen Zone auch bei äußerer Belastung ihre thermische Gleichgewichtskonzentration wie im unbelasteten Fall bei. Im Gegensatz hierzu wird im stationären Nichtgleichgewichtszustand bei Strombelastung die Defektelektronenkonzentration an der Stelle $x = l$ spannungsabhängig angehoben bzw. abgesenkt. Hierdurch entsteht anschließend in der quasineutralen Zone ein Diffusionsschwanzz der Minoritätsträger, welcher den senkrecht durch die Oberflächeninversionsschicht fließenden Strom bestimmt.

Für beide Fälle, mit und ohne Strombelastung, gilt die Gesetzmäßigkeit, daß sich die gesamte Raumladungszone l mit wachsender Sperrbelastung ausdehnt, wobei jedoch die Dicke x' der Anreicherungsschicht bzw. die Tiefe x_i der Inversionsschicht abnimmt. Bei Flußbelastung hingegen wird die Raumladungsschicht l mit größer werdender Spannung dünner, während die Tiefe der Anreicherungsschicht x' bzw. die Dicke x_i zunimmt. Diese Gesetzmäßigkeit der geometrischen Veränderungen im Aufbau der Oberflächeninversionsschicht bei Einwirkung eines äußeren Potentials ist in Abb. 5 nochmals quantitativ an einem berechneten Beispiel eines Germaniumkristalls mit konventionellen physikalischen Parametern wiedergegeben, [16] und [17].

Dieser Effekt hat im wesentlichen folgende Ursache. Die Flußspannung setzt Elektronen aus dem quasineutralen Halbleiterinneren in Richtung auf den Kristallrand in Bewegung. Der Elektronenüberschuß neutralisiert einen gewissen Prozentsatz der Donatorenladungen, wird aber auch andererseits in der Inversionsschicht teilweise durch eine Vermehrung der Defektelektronen ausgeglichen. Dadurch sammeln sich Defektelektronen in der Anreicherungsschicht an und verteilen sich tiefer in die Raumladungszone hinein. Das Massenwirkungsgesetz ist hierbei nicht erfüllt. Umgekehrt verursacht eine in Sperrichtung angelegte Spannung eine Abnahme in der Verteilung der Defektelektronen und somit eine entsprechende Verkleinerung der Tiefe der Anreicherungsschicht. Bemerkenswert ist, daß bei einer hier vorliegenden freien Kristalloberfläche im Gegensatz zu einem Metall-Halbleiterkontakt sowohl die Randfeldstärke E_R als auch das Randpotential u_R mit der angelegten äußeren Spannung variiert. Diese spannungsabhängige Veränderung der Randwerte der Trägerkonzentration und des Potentials bzw. der elektrischen Feldstärke ist jedoch relativ gering im Vergleich zu der Verschiebung dieser Größen in tiefer gelegenen Gebieten der Raumladungszone.

Die Gesetzmäßigkeiten der in Abb. 5 dargestellten geometrischen Veränderungen des inneren Aufbaus der Raumladungszone infolge eines senkrecht zur Inversionsebene gerichteten äußeren Potentials sind für den weiter unten zu besprechenden Mechanismus des parallel zur Oberfläche in einer Anreicherungsschicht fließenden Oberflächenstromes von grundsätzlicher Bedeutung. Hierbei spielen folgende physikalische Verhältnisse eine Rolle.

Bei hinreichend starker Inversion wird der quantitativ entscheidende Beitrag des Oberflächenstromes durch die beweglichen Ladungsträger in der randnahen Anreicherungsschicht geliefert. Als experimentell effektiv in Erscheinung tretende Größe ist dabei senkrecht zur Oberfläche über die Anreicherungsschicht gemittelte Konzentration der Defektelektronen (bei *n*-leitendem Kristall) maßgebend. Die Spannungsabhängigkeit dieser mittleren Trägerkonzentration bestimmt zusammen mit den zugehörigen Änderungen der geometrischen Größen x' und l den unipolaren Charakter des vorwiegend parallel zur Oberfläche der Anreicherungsschicht fließenden Oberflächenstromes. Beim Anlegen eines äußeren Potentials die Oberflächeninversionsschicht senkrecht zur Inversionsebene im Sinne einer wachsenden Flußbelastung nimmt diese mittlere Konzentration der Defektelektronen in der Anreicherungsschicht zu. Die Anreicherungsschicht dehnt sich hierbei aus. Umgekehrt verursacht eine in Sperrichtung angelegte Spannung eine Abnahme der mittleren Defektelektronenkonzentration und eine entsprechende Verkleinerung der Tiefe der Anreicherungsschicht.

Dieser transversale Effekt ist in Abb. 5 durch rechnerische Kurven wiedergegeben. Für die Änderung der senkrecht zur Oberfläche über die Anreicherungsschicht gemittelten Defektelektronenkonzentration berechnet als Funktion einer angelegten (relativ kleinen) Spannung, gilt der folgende Ausdruck, [16] und [17]:

$$\delta \bar{p} = \bar{p} - \bar{p}_0 = n_D L_{Dn}^2 \{ K_1^* B^* - K_1 B \}.$$

Hierin sind die Strukturgrößen B und K_1 in [16] (47) und (43) berechnet; der Stern bedeutet, daß diese Formeln dort angegebene Abhängigkeit von einer senkrecht zur Oberfläche an die Inversionsschicht angelegten äußeren Spannung. Die Größe L_{Dn} ist die Debye-Länge bei einer homogen angenommenen Invertierungskonzentration n_D .

Diese Änderung $\delta \bar{p}$ der mittleren Defektelektronenkonzentration der Anreicherungsschicht ändert sich wie aus Abb. 5 zu sehen, mit der angelegten Spannung in Fluß- und Sperrichtung unsymmetrisch. Im Absinken der mittleren Trägerkonzentration der Anreicherungsschicht ist durch die Anzahl der überhand in der Anreicherungsschicht vorhandenen beweglichen Ladungsträger grundsätzlich begrenzt. Bei hinreichend großer Sperrspannung kann die Defektelektronenkonzentration in der Anreicherungsschicht soweit absinken, daß diese praktisch verschwindet. Der Oberflächenkanal wird dann abgeschnürt. Flußrichtung besteht eine solche durch die Anzahl der Teilchen bedingte Grenze nicht. Jedoch steigt die mittlere Trägerkonzentration mit größer werdender Flußspannung nur noch langsam. Es stellt sich schließlich eine Art Sättigungszustand ein, da ein Anwachsen der mittleren Defektelektronenkonzentration

nen bei steigender Flußspannung durch die sich hierbei senkrecht zur Oberfläche neu einstellende Raumladungsverteilung begrenzt wird. Die komprimierende Wirkung der Raumladungszone auf die Ladungsträger der Anreicherungsschicht wird mit wachsender Flußbelastung immer kleiner, so daß die zunehmende Vergrößerung der Dicke x' der Anreicherungsschicht ein ständiges Anwachsen der Trägerdichte verhindert. Die senkrecht zur Oberfläche über der Anreicherungsschicht gemittelte Konzentrationsverteilung ist bei rein elektrostatischer Belastung und Strombelastung bei relativ kleinen äußeren Spannungen nur wenig voneinander verschieden. Aus diesem Grunde kann in guter Näherung in beiden Fällen der gleichen senkrecht zur Oberfläche gemittelten Defektelektronenkonzentration der Anreicherungsschicht gerechnet werden.

Bisher wurden nur Fälle betrachtet, bei denen die Struktur der Oberflächeninversionsschicht homogen über die ganze Oberfläche verändert wird. Für die weitere Betrachtung ist jedoch die Einwirkung eines äußeren Potentials von Bedeutung.

Dieser Fall der Einwirkung eines äußeren inhomogenen elektrischen Feldes ist ebenfalls schematisch in Abb. 6 dargestellt. Abb. 6c zeigt ein Beispiel rein elektrostatischer Belastung, realisiert durch schräge Näherung einer geladenen Elektrode an die Halbleiteroberfläche. In Abb. 6d ist das Schema eines dünnen länglichen Halbleiterplättchens mit einer unbelasteten Oberflächeninversionsschicht wieder gegeben (Fall eines stationären Nichtgleichgewichtszustandes). In beiden Fällen werden als Demonstrationsbeispiel die Verhältnisse bei Flußbelastung skizziert. Man sieht die gegensinnige Tendenz im Verlauf der Grenzen der randnahen Anreicherungsschicht (schraffiert gezeichnet) und der Raumladungszone (gestrichelte Linie). Im Fall 6d ist das n -leitende Halbleiterplättchen kontaktiert und in einen äußeren Stromkreis eingeschlossen. Die Einwirkung eines inhomogenen äußeren Potentials auf die Oberflächeninversionsschicht kommt hier dadurch zustande, daß die Oberflächeninversionsschicht AB bei A an einen p -Kristalloberfläche an der Stirnseite des Plättchens ansetzenden konventionellen pn -Übergang sperrschließt und somit parallel zu diesem Volumen- pn -Übergang geschaltet ist. Der Potentialabfall eines äußeren Potentials zwischen den Punkten A und B in der Oberflächenschicht der gleich dem Potentialfall über dem gewöhnlichen pn -Übergang an der Stirnseite des Plättchens ist, ruft an jeder Stelle der Oberfläche in der Randschicht eine verschiedene, aufgetragene Potentialdifferenz in x -Richtung hervor, da die gesamte n -leitende Bahnbereich des Kristalls bei diesen Belastungen des Volumen- pn -Überganges statisch auf dem gleichen Potential wie der Punkt B liegt. Die aufgeprägte Belastung der Oberflächeninversionsschicht in x -Richtung ist somit an jeder Stelle der Halbleiteroberfläche verschieden. Infolgedessen ist die Dicke der Anreicherungsschicht und die spannungsabhängige Trägerkonzentration, gemittelt senkrecht zur Oberfläche, sowie der durch die Belastung hervorgerufene Strom senkrecht zur Inversionsebene an jeder Stelle der Oberfläche verschieden. Eine solche Anordnung läßt sich auch experimentell realisieren.

Wenn das äußere Potential und somit die mittlere Konzentration der invertierten Ladungsträger an jeder Stelle der Halbleiteroberfläche verschieden ist, so verändert sich die Dicke der Anreicherungsschicht zwischen A und B näherungsweise keilförmig. In Abb. 6d ist als Beispiel der Fall einer Belastung in Flußrichtung angedeutet. Die Grenze l des gesamten Raumladungsgebietes zeigt ebenfalls einen annähernd keil-

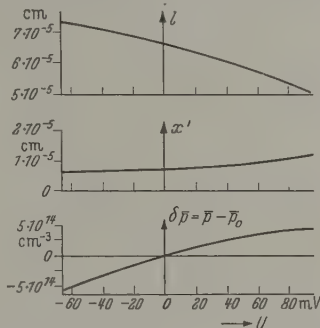


Abb. 5. Gesamte Raumladungstiefe l , Dicke x' und Änderung der mittleren Defektelektronenkonzentration $\delta \bar{p}$ der Anreicherungsschicht, berechnet als Funktionen der angelegten Spannung U (n -Germanium, $n_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $E_B = 10^4 \text{ V/cm}$, $T = 300^\circ \text{ K}$)

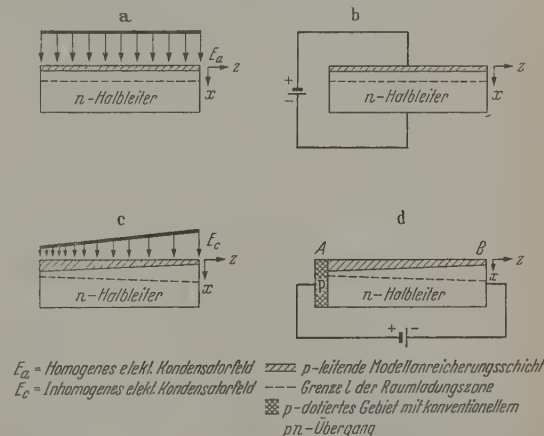


Abb. 6a—d. Schematische Darstellung der Beeinflussung von Oberflächeninversionsschichten durch äußere Felder (Flußrichtung). a) Homogene elektrostatische äußere Gleichbelastung; b) homogener Nichtgleichgewichtszustand einer idealisierten, strombehafteten Gleichbelastung; c) inhomogene elektrostatische äußere Gleichbelastung; d) inhomogener Nichtgleichgewichtszustand einer strombehafteten Gleichbelastung

förmigen Verlauf, jedoch mit entgegengesetzter Richtung. Bei Belastung in Sperrrichtung liegen die Verhältnisse umgekehrt. (Die Belastung des Volumen- pn -Überganges in gleichem Sinne.) Die Dicke der Anreicherungsschicht ist bei einer Polung in Sperrrichtung bei A geringer als an der Stelle B . Die in x -Richtung gemittelte Defektelektronenkonzentration der Anreicherungsschicht behält an der Stelle B unabhängig von der angelegten äußeren Spannung ihren thermischen Gleichgewichtswert der unbelasteten Oberflächeninversionsschicht bei, da einerseits bei B ein konstantes Potential Null festgehalten wird und andererseits infolge einer extrem hohen Rekombinationsrate an der sperrfrei kontaktierten Metallelektrode jede Abweichung vom thermischen Gleichgewichtswert der Trägerkonzentration sofort ausgeglichen wird.

Im Vergleich zu diesem thermischen Gleichgewichtswert bei B ist bei A die gemittelte invertierte Trägerkonzentration der Anreicherungsschicht bei Sperrrichtung jeweils kleiner und in Flußrichtung größer als an der Stelle B .

Der in Abb. 6d schematisch dargestellte physikalische Sachverhalt ist für den bei Halbleiterbauelementen bei starker Inversion in der Anreicherungsschicht fließenden Oberflächenstrom von grundsätzlicher Bedeutung. Die in Abb. 6d gezeichnete Anordnung oder Anordnungen ähnlicher Art mit hinreichend dünnem n -leitenden Volumengebiet des Halbleiterplättchens sind nicht nur aus didaktischen Gründen von Interesse; spannungsabhängigen, im wesentlichen parallel zur Inversionsebene verlaufenden Strompfaden in Raumladungszonen läßt sich auf Grund ihrer speziellen elektrischen Eigenschaften bei Gleich- und Wechselbelastung sowie infolge einer möglichen Beeinflussung durch angelegte Potentiale eine selbständige Bedeutung als Halbleiterbauelement zuerkennen. Diese Raumladungszonen brauchen grundsätzlich nicht wie im vorliegenden Fall an der Oberfläche des Kristalls zu liegen.

Der Mechanismus des Oberflächenstromes

Die allgemeinen Wesenszüge des Oberflächenstromes werden nicht eingeschränkt, wenn wir uns solange dem zylindersymmetrischen Problem, entsprechend den geometrischen Verhältnissen an der Oberfläche von formierten Spitzendioden, zuwenden. Das Modell eines Spitzenkontaktgleichrichters ist im Nebenbild von Abb. 7 schematisch wiedergegeben. Die halbkugelförmige Zone vom Radius r_1 stellt das durch die dotierende Wirkung des Formierprozesses entstandene p -leitende Gebiet hoher Leitfähigkeit dar. An diesem halbkugelförmigen Gebiet existiert ein konventioneller pn -Übergang, über den der Volumenanteil des Diodenstromes fließt, [19] bis [21]. In Abb. 7 (Nebenbild) ist zwischen den Radien r_1 und r_2 die des Oberflächenstrom leitende Anreicherungsschicht schematisch wiedergegeben. Die physikalischen und geometrischen Verhältnisse sind hier analog zu dem oben bei Abb. 6d erläuterten Sachverhalt. Am Rande r_1 befindet sich beim Übergang zwischen der spannungsabhängigen Leitfähigkeit der p -leitenden Anreicherungsschicht und der von der Spannung praktisch nicht abhängigen halbkugelförmigen p -Zone des Formiergebietes ein sperrfreier Übergang ohne zusätzliche Bedingungen. Der Randwert der Größe $\delta\bar{p} = \delta\bar{p}_{(1)}$ entspricht an dieser Stelle r_1 gemäß Formel (1) dem Wert der an der Diode liegenden äußeren Spannung. An der äußeren sperrfrei an den Halbleiter kontaktierten Elektrode r_2 wird die an sich willkürliche äußere Spannung Null festgehalten, so daß hier die Verhältnisse in der Oberflächeninversionsschicht nicht durch eine an den Spitzenkontakt angelegte Spannung modifiziert werden.

Sowohl im Sperrfall als auch bei relativ kleinen Flußbelastungen erfolgt der gesamte Spannungsabfall des Volumenstromes an der halbkugelförmigen Sperrschicht. Demzufolge herrscht im gesamten n -leitenden Bahngebiet ein nahezu konstantes Potential von gleicher Größe wie an der Außenelektrode r_2 . In der Anreicherungsschicht hingegen existiert wegen des ohmschen Überganges an der Stelle r_1 bei Belastung der Diode eine Potentialverteilung parallel zur Ober-

fläche bis zum Rande r_2 . Unter den obigen Voraussetzungen ist deshalb bei Belastung der Diode eine äußere Spannung an jeder Stelle r die jeweilige Potentialdifferenz zwischen r und r_2 ebenso groß, das an dieser Stelle r senkrecht zur Oberfläche der gesamten Raumladungszone der Oberflächeninversionsschicht liegende äußere Potential.

Der Oberflächenstrom wird bei starker Inversion experimentell im wesentlichen durch die spannungsabhängige, senkrecht zur Oberfläche gemittelte Defektelektronenkonzentration der Anreicherungsschicht (bei n -leitenden Kristallen) repräsentiert. Durch die als Meßgröße effektiv in Erscheinung tretende, gemittelte Trägerkonzentration wird für eine quantitative Beschreibung eine Modellanreicherungsschicht nahegelegt, die im unbelasteten Gleichgewichtszustand eben diese homogene, über den wirklichen Konzentrationsverlauf der Anreicherungsschicht senkrecht zur Oberfläche gemittelte, effektive Trägerkonzentration besitzt. Der Mechanismus des Oberflächenstromes im Bilde des vereinfachten Modells beruht nun darauf, daß sich beim Anlegen einer äußeren Spannung an die Diode in der Anreicherungsschicht parallel zur Oberfläche eine zylindersymmetrische Potentialverteilung ausbildet, wobei das äußere Potential an jeder Stelle r eine bestimmte Änderung der effektiven mittleren Defektelektronendichte hervorbringt. Es entspricht somit dieser Potentialverteilung die Funktion von r wechselseitig auch eine Verteilung der Variation der mittleren Trägerdichte.

Der simultane, kausale Zusammenhang zwischen Feldwirkung des äußeren Potentials und Bewegung sowie Dichteänderung der beweglichen Ladungsträger führt bei einer vollkommen exakten Beschreibung, sehr erhebliche mathematische Schwierigkeiten, sich neben anderen z.B. auch darin äußern, daß die entsprechenden Differentialgleichungen nichtlinear sind. Diese analytischen Schwierigkeiten lassen sich jedoch in formaler Hinsicht durch eine vereinfachte Konzeption umgehen, wobei die physikalischen Vorgänge in ihren grundsätzlichen Wesenszügen im Sinne einer guten Näherung quantitativ richtig beschrieben werden. Die vereinfachende Konzeption beruht darauf, daß die wechselseitige Verknüpfung zwischen elektrischem Feld und den Konzentrationen der beweglichen Ladungsträger bei Einwirkung eines äußeren Potentials zunächst in einer durch den physikalischen Sachverhalt ermöglichten Weise „aufgetrennt“ wird. Hierdurch lassen sich, was die Trägerbewegungen der randnahen Anreicherungsschicht betrifft, sowie die transversalen (senkrecht zur Inversionsebene) auch die zur Oberfläche parallelen Effekte in r -Richtung zunächst getrennt voneinander in geschlossener analytischer Form behandeln. Der kausale Zusammenhang beider Effekte wird mit den so gewonnenen Lösungen in einer zweiten Stufe der Behandlung des Problems dadurch wiedergegeben, daß, entsprechend den wirklichen physikalischen Verhältnissen, die an jeder Stelle r stattfindende longitudinale und transversale Wirkung des äußeren Potentials berücksichtigt wird. Die Feldwirkung, die die Bewegung der quasifreien Ladungsträger bestimmt, entspricht jeder Stelle r der durch das äußere Potential erzeugte Abweichung der mittleren Trägerdichte, wobei der äußere Potentialverlauf als Funktion von r sich gemäß der effektiven Diffusionslänge einstellt.

Das „Auftrennen“ der durch das äußere Potential bedingten wechselseitigen Beeinflussung zwischen Feld und Trägerdichte läßt sich durch gewisse Vereinfachungen des Problems erreichen. Man wird sich hierbei von den gegebenen physikalischen Verhältnissen abstrahieren lassen. Zunächst wird hinsichtlich der Struktur der Oberflächeninversionsschicht senkrecht zur Oberfläche bei der Berechnung [16] des Potentialverlaufes in der Anreicherungs-schicht nur der Beitrag der Defektelektronen zur Raumladung (bei n -leitendem Kristall) in Betracht gezogen. In dem restlichen Raumladungsgebiet hingegen wird die Raumladung wesentlich nur durch die Donatorenkonzentration bestimmt. Der Raumladungsbeitrag der Donatorenkonzentration wird somit in der Anreicherungs-schicht vernachlässigt. Dies ist bei starker Inversion erlaubt, weil in diesem Fall die Konzentration der Defektelektronen in der randnahen Zone wesentlich größer ist als die Donatorenkonzentration. Aus dem in Abb. 5 dargestellten Sachverhalt in bezug auf die transversale Strukturänderung der Oberflächeninversionsschicht unter dem Einfluß eines äußeren Potentials ergibt sich ferner ein Aspekt für die vereinfachte Beschreibung der physikalischen Verhältnisse parallel zur Oberfläche in einer Modellanreicherungs-schicht, die durch eine senkrecht zur Oberfläche gemittelte, spannungsabhängige Defektelektronenkon-zentration charakterisiert ist. Die Zunahme der Größe $\delta\bar{p}$ in der Anreicherungs-schicht mit wachsender Fluß-dichte bedingt eine raumladungsmäßige Kom-pensation durch eine (bei Vernachlässigung von Dichte-abweichungen in Rekombinationszentren) äquivalente Zunahme $\delta\bar{n}$ der senkrecht zur Oberfläche gemittelten Elektronenkonzentration, weil mit zunehmender Fluß-dichte die gesamte Raumladung bis zur Tiefe l abnimmt. Hierbei werden aus dem Halbleiterinneren Elektronen in die Raumladungszone transportiert, die in der randnahen Anreicherungs-schicht vorwiegend die Löcherzuwachs und in dem restlichen Teil der Raumladungszone die positiven Donatorenladungen neutralisieren. Bei Einwirkung einer Sperrspannung sind die Verhältnisse ganz analog, indem eine Ab-nahme der mittleren Defektelektronenkonzentration zu einer Abweichung $\delta\bar{p}$ von einer den Raumladungs-verlust kompensierenden Abnahme $\delta\bar{n}$ der mittleren Elektronendichte begleitet ist. Hieraus folgt, daß sich die Anreicherungs-schicht in bezug auf den Verlauf der Variationen $\delta\bar{p}$ und $\delta\bar{n}$ der senkrecht zur Oberfläche gemittelten Trägerdichten längs der Ober-fläche in Abhängigkeit von r ähnlich verhält wie ein langgestrecktes quasineutrales Bahngebiet bei relativ hoher Injektion. Der Potentialverlauf in der Modell-anreicherungs-schicht wird deshalb nicht in der Längs-richtung sondern nur transversal durch Raumladungs-defekte innerhalb der gesamten Raumladungstiefe l der Oberflächeninversionsschicht bestimmt. Die physikali-schen Verhältnisse in der Längsausdehnung der An-reicherungs-schicht sind vielmehr durch Effekte der ambipolaren Trägerdiffusion charakterisiert, die sich je-doch aus den spannungsabhängigen Trägervariationen $\delta\bar{p}$ und $\delta\bar{n}$ infolge der transversalen Raumladungs-defekte ergeben. Für die ambipolaren Transportvor-gänge der Ladungsträger längs der Anreicherungs-schicht ist die Notwendigkeit einer gegenseitigen raumladungsmäßigen Kompensation der Änderungen $\delta\bar{p}$ und $\delta\bar{n}$ der mittleren Trägerdichten sehr erheb-

lich, da bereits sehr geringe Abweichungen von der Kompensationsbedingung $\delta\bar{p} = \delta\bar{n}$ schon auf Strecken parallel zur Oberfläche, die klein sind gegen die Länge der Anreicherungs-schicht, sehr große Potentialunter-schiede aufbauen würden.

Auf Grund des soeben dargelegten physikalischen Sachverhaltes ist es angebracht, für die mathematische Beschreibung der longitudinalen Trägerbewegungen innerhalb der Modellanreicherungs-schicht in Strenge die Kompensationsbedingung $\delta\bar{p} = \delta\bar{n}$ vorauszusetzen. Da die Transportvorgänge, sowohl der Feld- als auch der Diffusionsstrom, in der Längserstreckung der Anreicherungs-schicht kausal in erster Linie durch den Verlauf der Trägerabweichungen $\delta\bar{p} = \delta\bar{n}$ als Funktionen von r bestimmt werden, wird ferner zur Vereinfachung des Problems hinsichtlich der Längs-erstreckung r der Raumladungsbeitrag der senkrecht zur Oberfläche gemittelten Defektelektronendichte \bar{p}_0 im unbelasteten Gleichgewichtszustand unterdrückt. Es werden deshalb für die Modellanreicherungs-schicht bei der Berechnung der Trägerabweichungen $\delta\bar{p}$ als Funktion von r in den Kontinuitätsgleichungen die Glieder mit $\text{div } \underline{E}$ konsequent vernachlässigt.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich für die Änderung $\delta\bar{p}$ der mittleren Trägerkonzentration der Anreicherungs-schicht als Funktion des Radius r aus der Differentialgleichung (16) in [16] im stationären Fall mit den Randbedingungen $\delta\bar{p} = \delta\bar{p}_{(1)}$ für $r = r_1$ und $\delta\bar{p} = 0$ für $r = r_2$, ($r_1 \leq r \leq r_2$):

$$\delta\bar{p} = \Phi_1 \frac{J_0\left(\frac{r}{L}\right)}{J_0\left(\frac{r_1}{L}\right)} + \Phi_2 \frac{i H_0^{(1)}\left(\frac{r}{L}\right)}{i H_0^{(1)}\left(\frac{r_1}{L}\right)} \quad (2)$$

mit den Formparametern

$$\Phi_1 = \frac{\delta\bar{p}_{(1)}}{1 - \frac{J_0\left(\frac{r_2}{L}\right) i H_0^{(1)}\left(\frac{r_1}{L}\right)}{J_0\left(\frac{r_1}{L}\right) i H_0^{(1)}\left(\frac{r_2}{L}\right)}}, \quad (2a)$$

$$\Phi_2 = \frac{\delta\bar{p}_{(1)}}{1 - \frac{J_0\left(\frac{r_1}{L}\right) i H_0^{(1)}\left(\frac{r_2}{L}\right)}{J_0\left(\frac{r_2}{L}\right) i H_0^{(1)}\left(\frac{r_1}{L}\right)}}. \quad (2b)$$

(J_0 und H_0 sind Bessel- bzw. Hankel-Funktionen). Dem Randwert $\delta\bar{p} = \delta\bar{p}_{(1)}$ an der Stelle $r = r_1$ entspricht gemäß Formel (1) die an der Spitzendiode angelegte äußere Spannung, während bei $r = r_2$ das Potential Null festgehalten werden soll. Der enge Zusammen-hang zwischen den physikalischen Verhältnissen und der zylindersymmetrischen Anordnung kommt in (2) dadurch zum Ausdruck, daß in den Argumenten der Bessel- und Hankel-Funktionen stets Quotienten der rein geometrischen Größe r mit der physikalischen Größe L auftreten. Für die effektive Diffusionslänge L der Modellanreicherungs-schicht berechnet sich in Übereinstimmung mit Formel (17) in [16]:

$$L = L_{ob} = \sqrt{\frac{2kT}{q} \cdot \frac{\tau \mu'_n \mu'_p}{\mu'_n + \mu'_p}}, \quad (3)$$

wobei im Hinblick auf die Voraussetzung $\delta\bar{p} = \delta\bar{n}$ für die Lebensdauer der Elektronen und Löcher $\tau_n = \tau_p = \tau$ angenommen wurde, (k Boltzmannsche

Konstante, T absolute Temperatur, q Elementarladung). Die μ'_n und μ'_p bedeuten die in der Nähe der Oberfläche modifizierten, von SCHRIEFFER [22] angegebenen Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher.

Die effektive Diffusionslänge L in (3) ist ein aus den oben erörterten Voraussetzungen resultierender (und somit vereinfachter) Näherungsausdruck für die simultane Diffusionslänge der ambipolaren Diffusion in der Modellanreicherungs-schicht bei einer durch ein äußeres Potential bedingten, mit r variierenden Abweichung der mittleren Trägerdichte $\delta\bar{p}$. Daß in (3) neben den modifizierten Beweglichkeiten nicht auch die Trägerdichten explizit auftreten, ist eine Folge der konsequenten Vereinfachung des Problems durch

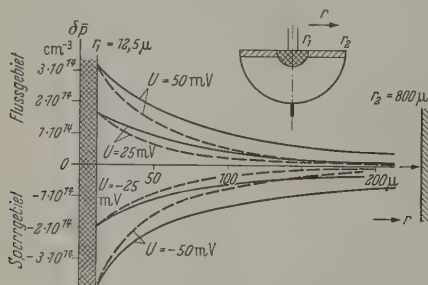


Abb. 7. Berechneter Verlauf der Größe $\delta\bar{p}$ mit dem Radius r bei vier verschiedenen Belastungen (Spitzendiode). Radius r_1 des formierten p -Gebietes = $12,5 \mu\text{m}$, sperrfreier Kontakt $r_2 = 800 \mu\text{m}$, $n_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $E_R = 10^4 \text{ V/cm}$, $T = 300^\circ \text{ K}$, $L_{ob} = 200 \mu\text{m}$ (ausgezogene Kurven), $L_{ob} = 100 \mu\text{m}$ (gestrichelte Kurven)

die Forderung $\text{div } \vec{E} = 0$ für den Verlauf der Abweichung $\delta\bar{p}$ als Funktion von r in der Modellanreicherungs-schicht. Eine von den Trägerdichten freie simultane Beweglichkeit der ambipolaren Trägerbewegung steht in Einklang mit dem oben erwähnten Sachverhalt, daß die Dotierungskonzentration in der Anreicherungs-schicht bei starker Inversion näherungsweise keine Rolle spielt. Die Rekombinations- und Paarbildungsprozesse werden durch die effektive Lebensdauer τ summarisch berücksichtigt. Die Größe τ und somit die effektive Diffusionslänge L in (3) ist in Wirklichkeit ein konzentrationsabhängiger Parameter des Leitungsmechanismus und demzufolge auch abhängig von der bei Strombelastung sich einstellenden Potential- bzw. Feldverteilung. Im folgenden wird sich zeigen, daß die Abhängigkeit der Diffusionslänge L einerseits von den Verhältnissen der Rekombination und Paarbildung und andererseits von dem Verlauf des aufgetragten Potentials (jeweils durch gewisse Annahmen über das Modell der Anreicherungs-schicht) modifiziert wird. Da jedoch beim Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit Meßdaten die speziellen Verhältnisse der Rekombination und Paarbildung explizit nicht bekannt sind, betrachten wir die effektive Diffusionslänge im weiteren Verlauf einer angenäherten analytischen Beschreibung im Bilde eines vereinfachten Modells als eine phänomenologische Größe. Diese wird durch Anpassung der berechneten Strom-Spannungskennlinien an Meßergebnisse, welche den physikalischen Voraussetzungen entsprechen, bestimmt. In einer unmittelbar folgenden Arbeit wird die effektive Diffusionslänge (3) als experimentelle Bestimmungsgröße mit L_{ob} bezeichnet. Hierdurch wird die effektive Diffusionslänge in der oberflächen-

nahen Anreicherungsschicht von der Diffusionslänge L_{vol} im Inneren des Halbleiterkristalls unterschieden.

In Abb. 7 ist gemäß Formel (2) der Verlauf spannungsabhängigen Abweichung $\delta\bar{p}$ der mittleren Trägerdichte der Modellanreicherungs-schicht in Abhängigkeit von r aufgetragen. Die Kurven wurden bei jeweils zwei gleich großen Fluß- und Sperrspannungen berechnet. Die Randwerte von $\delta\bar{p}$ an Stelle r_1 berechnen sich entsprechend den angegebenen Spannungen nach Formel (1). Am Rande r_2 ist das Potential $U = 0$ festgehalten und somit $\delta\bar{p} = 0$. In der Legende angegebenen Daten des Halbleiterkristalls und der Oberfläche wurden den definierten Verhältnissen von Spitzendiode entnommen, die aus experimentellen Untersuchungen zum Vergleich mit den hier erhaltenen theoretischen Ergebnissen herangezogen wurden. Ersichtlich wird der Verlauf $\delta\bar{p}$ durch die Größe der effektiven Diffusionslänge modifiziert. Für jede der vier vorgegebenen Spannungen wurden jeweils zwei zugehörige Kurvenläufe mit den Werten 200 und $100 \mu\text{m}$ der effektiven Diffusionslänge berechnet. Vergleicht man entsprechende Kurven mit gleichen Werten von $|U|$ unter Fluß- und Sperrbelastung, so bemerkt man besonders in der Nähe des Randes r_1 , daß die Kurven nicht symmetrisch in bezug auf die Abszissenachse verlaufen. Dies ist eine Folge des oben im Zusammenhang mit Abb. 5 erläuterten Verhaltens der Struktur der Oberflächeninversionsschicht bei senkrecht zur Oberfläche wirkenden äußeren Spannung. Die in Abb. 7 berechneten Kurven zeigen deutlich wie die mittlere Trägerdichte der Anreicherungs-schicht an jeder Stelle r je nach der angelegten Spannung und der effektiven Diffusionslänge um einen Wert $\delta\bar{p}$ von der mittleren Konzentration \bar{p}_0 im belasteten Fall abweicht. Bei Flußbelastung nähert sich die mittlere Trägerkonzentration der Anreicherungs-schicht zu, während bei Polung in Sperrrichtung Trägerentleerung eintritt. Dieser Effekt ist besonders in der Nähe der durch den Radius r_1 gegebenen inneren Begrenzung der Anreicherungs-schicht am stärksten. Die Ausdehnung der Trägerabweichung in Richtung r wird entscheidend durch den Übergang der Rekombination über die Paarbildung beeinflusst. In der Nähe von r_1 ist bei gleichbleibender Belastung durch eine Änderung der effektiven Diffusionslänge bedingte Unterschied des Dichteverlaufes relativ klein. Für den Oberflächenstrom ist jedoch wie sich im folgenden zeigen wird, am Rande r_1 nur allein die Größe der Abweichung $\delta\bar{p}$ sondern auch die Ableitung von $\delta\bar{p}$ nach r maßgebend.

Die berechneten Funktionen $\delta\bar{p}(U)$ und $\delta\bar{p}(r)$ stellen gemäß Formel (1) und (2) zusammen in mathematischer Hinsicht eine Parameterdarstellung für das äußere Potential U als Funktion von r dar, wobei die Größe $\delta\bar{p}$ der jeweils in (1) und (2) gemeinsame Parameter ist. In Abb. 8 wird dieser Verlauf des äußeren Potentials U in der Modellanreicherungs-schicht in Abhängigkeit vom Radius r gezeigt. Der Potentialverlauf wurde jeweils für zwei verschiedene Fluß- und Sperrspannungen berechnet. Da am Rande r_2 das Potential $U = 0$ festgehalten wird, sind die Werte am Rande r_1 mit der jeweils an der Oberfläche der Inversionsschicht liegenden Spannung identisch. Die physikalischen Daten des Halbleiterkristalls und der Oberfläche sind die gleichen wie in Abb. 7. Bei

wert an dem in Abb. 8 berechneten physikalischen Verhalten ist, daß der Verlauf des äußeren Potentials in der Anreicherungsschicht parallel zur Oberfläche unabhängig von r , außer von der angelegten Spannung sowie von den transversalen Struktur der Anreicherungsschicht bestimmenden Daten des Kristalls der Oberfläche, insbesondere von der effektiven Diffusionslänge bestimmt wird. Die Feldwirkung des inhomogenen Potentials U auf die Anreicherungsschicht bewirkt somit eine Änderung des inneren Potentials der Raumladungszone in Richtung senkrecht zur Oberfläche (mit einer entsprechenden Variation der mittleren Trägerkonzentration) und demzufolge einen Gradienten der ambipolaren Trägerdiffusion parallel zur Oberfläche. Insofern man näherungsweise von der Konzentrationsabhängigkeit der effektiven Lebensdauer der beweglichen Ladungsträger und simultanen Beweglichkeit der ambipolaren Diffusion absieht, kann die effektive Diffusionslänge in Abhängigkeit auf ihren kausalen Zusammenhang mit dem Potentialverlauf $U(r)$ (innerhalb der analytischen Beschreibung einer vereinfachten Beschreibung) als abhängige Variable des Leitungsmechanismus angesehen werden. Als experimentell ermittelte Bestimmungsgröße ist jedoch die effektive Diffusionslänge dem Potentialverlauf ursächlich wechselseitig verflochten, d.h. sie ist je nach den speziellen Verhältnissen der Rekombination und Paarbildung und je nach der äußeren Strombelastung an jeder Stelle r zu einem gewissen Grade durch die Konzentrationsverteilung der Ladungsträger modifiziert. Ein Diagramm von der Art der Abb. 8 ist dann auch so zu verstehen, daß die Diffusionslänge selbst je nach Spannungsverlauf variiert. Da die modifizierenden Größen jedoch explizit an einer gemessenen Halbleiterprobe nicht bekannt sind, ist es zweckmäßig, bei der Beschreibung des physikalischen Sachalters in einem vereinfachten analytischen Modell die effektive Diffusionslänge als unabhängige experimentelle Bestimmungsgröße zu betrachten. Hierauf beruht die oben erwähnte Möglichkeit einer dem vorliegenden Problem angemessenen „Auftrennung“ des kausalen Kausalzusammenhangs zwischen Feld- und Dichteverlauf der beweglichen Ladungsträger.

Die Abb. 8 demonstriert sehr anschaulich den in der definierten Begriff der effektiven Kontaktfläche des Spitzenkontaktgleichrichters. Hierunter versteht man die Ausdehnung des praktisch wirksamen Einflusses eines angelegten äußeren Potentials auf die Anreicherungsschicht. Es ist lehrreich, sich die spannungsabhängige geometrische Größe dieser Einwirkung an Hand der Abb. 8 im Vergleich zu den in den Abmessungen des Spitzenkontaktgleichrichters Augen zu führen. Der Radius der auf den Halbkristall aufgesetzten und kontaktierten Federkontakte beträgt ungefähr 3 bis 5 μm , der Radius r_1 des definierten, halbkugelförmigen Gebietes hat eine Ausdehnung von etwa 15 bis 25 μm und der Radius r_2 des äußeren sperrfrei angeschlossenen Elektrode hat eine Größenordnung von beispielsweise 800 μm . Aus Abb. 8 läßt sich erkennen, daß die effektive Kontaktfläche erheblich mit der angelegten Spannung variiert. Außerdem durch die effektive Diffusionslänge bestimmt wird. Der Radius der effektiven Kontaktfläche hat im allgemeinen eine mittlere Größe von ungefähr 200 μm . Die mit der Spannung variierende

effektive Kontaktfläche ist somit sehr viel größer als die Kontaktfläche der Federspitze.

Bemerkenswert ist ferner, wie aus Abb. 8 ersichtlich, daß der Potentialgradient und somit die elektrische Feldstärke in der Nähe des Randes r_1 mit zunehmender Flußbelastung im Vergleich zu den entsprechenden Verhältnissen bei ungefähr gleich großen Sperrspannungen anomal stark zunimmt. Dies ist nicht etwa allein eine Folge der zylindersymmetrischen Gestalt der Anreicherungsschicht. Vielmehr resultiert der starke Potentialabfall in der Nähe des Randes r_1 bei zunehmender Flußspannung aus der in Abb. 5 wiedergegebenen Gesetzmäßigkeit im Aufbau der transversalen Struktur der Oberflächeninversionsschicht unter dem Einfluß eines äußeren Potentials.

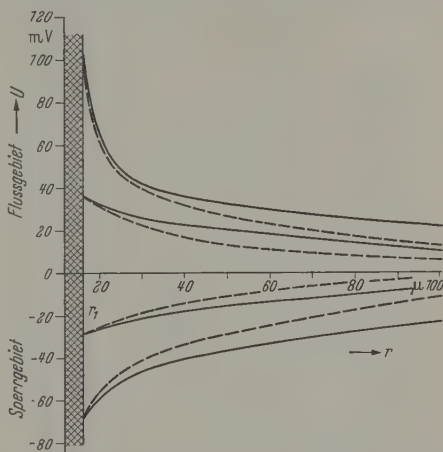


Abb. 8. Berechneter Verlauf des äußeren Potentials in der Anreicherungsschicht in Abhängigkeit von r bei vier verschiedenen Spannungen mit je zwei verschiedenen Parameterwerten der effektiven Diffusionslänge L_{00} ($n_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $E_D = 10^4 \text{ V/cm}$, $T = 300^\circ \text{ K}$, $r_1 = 12,5 \mu\text{m}$, $r_2 = 800 \mu\text{m}$, $L_{00} = 200 \mu\text{m}$ [ausgezogene Kurven], $L_{00} = 100 \mu\text{m}$ [gestrichelte Kurven])

Der mit wachsender Flußspannung durch die Vergrößerung der Dicke x' der Anreicherungsschicht (bei kleiner werdender Raumladungstiefe l) bedingte sättigungsähnliche Verlauf $\delta \bar{p}$ der mittleren Trägerdichte (Abb. 5), hat nämlich zur Folge, daß bereits relativ kleinen Änderungen der Größe $\delta \bar{p}$ um so größere Spannungsdifferenzen entsprechen, je höher die angelegte Flußspannung ist. In Sperrrichtung spielt dieser Effekt einer raumladungsbegrenzten Konzentrationsänderung, wie oben bereits erläutert, keine Rolle. Das Anwachsen des Gradienten des Potentialverlaufes U mit r rührt bei größer werdender Sperrspannung lediglich von der allmählich zunehmenden Trägerverarmung der Anreicherungsschicht her.

Wenn die Feldstärke in r -Richtung stark anwächst, so nähert sich die mittlere Driftgeschwindigkeit der beweglichen Ladungsträger einer Grenzgeschwindigkeit, die durch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit den optischen Phononen (im Gegensatz zur Wechselwirkung mit den akustischen Phononen bei relativ kleinen Feldstärken) hervorgerufen wird, [23] und [24]. Hierdurch entsteht innerhalb dieses Ringgebietes eine gewisse Tendenz zur Trägervermehrung schon bei relativ niedrigen Flußspannungen. Dies kann zunächst zu einer Entleerung der Störstellen und somit zu einem feldbedingten Einfluß auf den Prozeß der Rekombination und Paarbildung führen. Schließlich

kann in dem schmal begrenzten Ringbereich sogar Lawinenbildung infolge Stoßionisation oder Feldemission einsetzen, wobei jedoch der zeitliche und räumliche Verlauf einer möglicherweise einsetzenden Trägervervielfachung von weiteren speziellen physikalischen Umständen an der Oberfläche abhängt, [25] und [26]. Der im Zusammenhang mit Abb. 5 gültige Raumladungsmechanismus wird durch eine am Rande r_1 möglicherweise einsetzende Trägervermehrung jedoch nicht aufgehoben, sondern nur weiter von r_1 weg in einen Bereich mit größerem Radius verschoben. Durch eine bei hinreichend großer Feldstärke in der Umgebung des Randes r_1 in der Anreicherungsschicht beginnende Trägervervielfachung wird der hiervon betroffene ringförmige Bereich in der Nähe der Oberfläche zu einem Gebiet, aus dem heraus eine hohe Löcherinjektion in den n -leitenden Teil des Kristalls einsetzt. Dies führt zu einer Modulation des Bahnwiderstandes, wodurch auch der Potentialverlauf in der Oberflächeninversionsschicht beeinflusst wird. Die hohe Löcherergiebigkeit einer in Flußrichtung gepolten Detektorspitze basiert somit überwiegend auf der emittierenden Wirkung der Anreicherungsschicht. Eine in der oberflächennahen Randzone stattfindende Trägervermehrung wirkt sich erheblich auf die Sperrkennlinie aus, wenn in der oberflächennahen Randzone Trägervervielfachung schon bei äußeren Spannungen einsetzt, bei denen an dem Volumen- pn -Übergang des Formiergebietes noch kein Durchbruch eintritt.

Eine nach Abb. 8 in der Nachbarschaft des Randes r_1 sich ergebende relativ hohe elektrische Feldstärke parallel zur Oberfläche wird auch die Verhältnisse an der Oberfläche und in der Adsorptionsschicht etwas modifizieren, wodurch sich vor allem die elektrische Flächenladungsdichte an der Oberfläche ändern kann, die den vertikalen Aufbau der Oberflächeninversionsschicht mitbestimmt. Hierbei können Störstellenumladungen und Selbstionisation adsorbierter Atome eine wesentliche Rolle spielen. Eine Diskussion dieser physikalischen Möglichkeiten erfordert jedoch eine Reihe zusätzlicher Annahmen und Voraussetzungen, die über die hier durchgeführte theoretische Konzeption hinausgehen und andererseits bei der Messung der effektiven elektrischen Eigenschaften einer Spitzendiode einzeln experimentell nicht bekannt sind.

Es soll jetzt der mit den bisher auseinandergesetzten Vorgängen in Zusammenhang stehende Oberflächenstrom erläutert werden. In Abb. 7 und 8 wurde gezeigt, daß sich beim Anlegen einer äußeren Spannung in der Anreicherungsschicht eine zylindersymmetrische Potentialverteilung ausbildet, wobei das äußere Potential an jeder Stelle r eine bestimmte Änderung der mittleren Trägerdichte hervorbringt. Somit entspricht einer Potentialverteilung in r -Richtung wechselseitig auch ein Verlauf der mittleren Trägerdichte. In einem System, wie es in Abb. 6c schematisch dargestellt ist, würde sich bei einer solchen inhomogenen Träger- und Potentialverteilung nach sehr kurzer Zeit ein Gleichgewichtszustand zwischen der Trägerdiffusion längs der Anreicherungsschicht und der äquivalenten eingepprägten Feldstärke einstellen, so daß hierbei der resultierende Gesamtstrom verschwindet. Dieser Gleichgewichtszustand besteht jedoch nicht, wenn wie in Abb. 6d die Oberflächeninversionsschicht in einem äußeren Stromkreis liegt, in dem ein Strom fließt. In diesem Fall der

Strombelastung resultiert aus der ursächlichen Verknüpfung der oben erläuterten transversalen und longitudinalen Wirkungen des angelegten Potentials der Anreicherungsschicht ein elektrisches Feld, an jeder Stelle r die jeweils dort vorhandenen gesamten beweglichen Ladungsträger in Bewegung setzt. Das äußere Potential wirkt somit auf die mittleren Trägerdichte der Anreicherungsschicht mit einer elektrischen Kraft, die jeweils der durch das Potential erzeugten Trägervariation der mittleren Dichte entspricht. Die mathematische Formulierung dieses Sachverhaltes ist durch den folgenden Ausdruck für die elektrische Feldstärke gegeben

$$E(r) = -\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\partial U}{\partial \delta \bar{p}} \frac{\partial \delta \bar{p}}{\partial r},$$

wobei rechts der erste Differentialquotient aus (1) und der zweite aus (2) berechnet wird. Die Oberflächenfeldstrom verursachende elektrische Feldstärke (4) kommt somit einerseits durch die transversale Wirkung der Änderung der mittleren Trägerdichte mit dem Potential und andererseits durch die hierdurch bedingten Diffusionsgradienten zustande. Durch den nichtlinearen Produktansatz (4) wird nunmehr die oben zunächst vorgenommene „Aufteilung“ des Zusammenhanges zwischen Potentialverlauf und Trägerdichte nachträglich im Sinne einer Approximation hergestellt. Physikalisch kommt hierbei die Wechselwirkung zwischen den Raumladungseffekten, welche den transversalen Aufbau der Oberflächeninversionsschicht bestimmen, und der sich aus dem Rekombinationsmechanismus in der oberflächennahen Anreicherungsschicht ergebenden ambipolaren Trägerdiffusion zum Ausdruck. Beide Wirkungen zusammen ergeben in der Modellanreicherungsschicht parallel zur Oberfläche einen Feld- und einen Diffusionsstromanteil. Bemerkenswert hierbei ist jedoch, daß auf die beweglichen Ladungsträger einwirkende, ein Feldstrom erzeugende elektrische Kraft infolge ihrer Abhängigkeit von dem sich einstellenden Diffusionsgradienten auch eine Funktion der effektiven Diffusionslänge ist. Außerdem ist diese elektrische Kraft durch $\partial U / \partial \delta \bar{p}$ von der elektrischen Flächenladungsdichte an der Kristalloberfläche und den anderen den transversalen Aufbau der Oberflächeninversionsschicht bestimmenden Größen abhängig. Der Feldstromanteil, der durch die Variation der mittleren Trägerdichte bedingt ist (wo keine Trägervariation stattfindet, herrscht auch keine äußere elektrische Kraft), wird an jeder Stelle r durch die Teilnahme der jeweils bei r vorhandenen gesamten beweglichen Träger der Anreicherungsschicht gebildet. Am Diffusionsstrom nehmen nur die Ladungsträger teil, welche die Trägerabweichungen $\delta \bar{p}$ bzw. $\delta \bar{n}$ verursachen.

Für die experimentelle Größe des über die Oberflächeninversionsschicht in das n -leitende Halbleiterinnere fließenden Oberflächenstromes ist der parallel zur Oberfläche gerichtete Strom in der Anreicherungsschicht an der Stelle r_1 maßgebend, wo diese an das p -dotierte niederohmige Gebiet angrenzt. Dieser an der Stelle r_1 berechnete Stromwert ist bei stationärer Inversion praktisch identisch mit dem Oberflächenstrom der zwischen r_1 und r_2 in einem komplizierten Stromverlauf, verteilt über die gesamte Oberflächeninversionsschicht, in das Halbleiterinnere übergeht.

Bei r_2 verschwindet sowohl die Trägervariation als auch das elektrische Feld parallel zur Oberfläche, es fließt somit kein Strom an dieser Stelle. Die physikalischen Verhältnisse des Diodenmodells der Abb. 7 sind vollkommen analog zu dem oben erläuterten Beispiel der Halbleiterstruktur in Abb. 6d. Unter Berücksichtigung der Formeln (1), (2) und (4) ergibt sich durch Multiplikation der Gesamtstromdichte der Anreicherungserschicht mit der Fläche $2\pi r_1 x_{(1)}^{*}$ in [17] berechnete Ausdruck für den Oberflächenstrom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

$$J(r_1) = 2\pi q x_{(1)}^{*} \left(\frac{\partial \delta \bar{p}}{\partial r} r \right)_{(1)} \times \left\{ \bar{p}_0 + (\mu_n' + \mu_p') \delta \bar{p}_{(1)} \left(- \frac{\partial U}{\partial \delta \bar{p}} \right)_{(1)} + (D_n' - D_p') \right\} \quad (5)$$

Der Index (1) bedeutet, daß die damit bezeichneten Größen an der Stelle r_1 zu nehmen sind. Die Größe $\delta \bar{p}_{(1)}$ ist die in Abb. 5 berechnete spannungsabhängige Konzentration der Anreicherungsschicht am Rande r_1 ; deren Verlauf soll die Abhängigkeit von der Spannung angeben. Der analytische Ausdruck für $x_{(1)}^{*}$ wurde in [17] berechnet.

Auf die Bedeutung der effektiven Diffusionslänge wird hier durchgeführten Konzeption soll durch eine ergänzende Bemerkung im Anschluß an die weiter oben zu (3) gemachten Ausführungen hingewiesen werden. Die effektive Diffusionslänge spielt in (5) die Rolle einer phänomenologischen Größe; die experimentell durch Anpassung an gemessene Charakteristiken in einer folgenden Arbeit bestimmt wird. Physikalisch wird durch diesen Parameter der sehr erhebliche Einfluß des Rekombinationsmechanismus in der Anreicherungsschicht auf die Strom-Spannungskennlinie beschrieben. Der Unterschied zwischen der oben erläuterten elektrostatischen und der umfahrbaren Belastung (Abb. 6c und 6d) kommt physikalisch auch darin zum Ausdruck, daß im strombelasteten Fall die effektive Diffusionslänge von der umfahrbaren Belastung abhängig ist. Dies hat zur Folge, daß die am Rande r_1 erzeugte Trägerabweichung in der Anreicherungsschicht hinein geschleppt wird und deshalb etwas langsamer abgebaut als im stromlosen Fall der elektrostatischen Belastung, während in Sperrrichtung $|\delta \bar{p}|$ mit r stärker abgebaut als bei elektrostatischer Belastung. Auch bei der hier eingeschlagenen Weg, bei dem die sehr schwierige exakte Lösung des Problems durch die Beschreibung eines vereinfachten Modells des Oberflächenstromes umgangen wird, läßt sich die Abhängigkeit der effektiven Diffusionslänge von der angelegten Spannung nachträglich analytisch berechnen. In (5) bedeutet der Ausdruck auf der rechten Seite ohne den Faktor $2\pi r x_{(1)}^{*}$ die Gesamtstromdichte der Anreicherungsschicht, genommen an der Stelle r_1 . Berechnet man die Divergenz der Gesamtstromdichte bei r_1 , so erhält man die Bedingung, daß diese verschwindet, eine Randbedingung, aus der sich die effektive Diffusionslänge als Funktion der angelegten Spannung berechnen läßt. Durch die Tatsache, daß in (5) der Gesamtstromdichte der Anreicherungsschicht der effektive Diffusionslänge je nach der Größe der effektiven Diffusionslänge mehr oder weniger schnell über

den pn -Übergang der Oberflächeninversionsschicht in das Innere des Halbleiters übergeht. Hieraus ist zu ersehen, daß die Spannungsabhängigkeit der effektiven Diffusionslänge analytisch in gewisser Weise von den Eigenschaften des Modells modifiziert wird. Formel (5) repräsentiert, wenn die effektive Diffusionslänge als unabhängiger phänomenologischer Parameter betrachtet wird, das Modell eines über die Oberflächeninversionsschicht in das Kristallinnere fließenden Oberflächenstromes, bei dem die Diffusionslänge in der oberflächennahen Zone näherungsweise von der Belastung unabhängig ist. In der folgenden Arbeit wird gezeigt, daß diese Näherung bei verhältnismäßig kleinen Belastungen für eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen

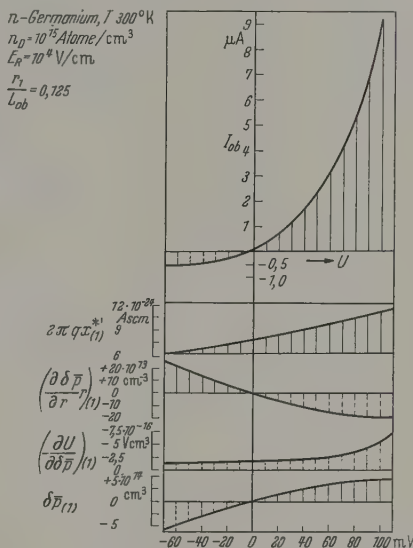


Abb. 9. Zur Kennliniengestalt des Oberflächenstromes

Ergebnissen ausreicht, so daß die Korrektur durch eine berechnete spannungsabhängige effektive Diffusionslänge nicht erforderlich ist. Dies ist insofern bemerkenswert, als hieraus geschlossen werden kann, daß der Übergang des Oberflächenstromes in das Kristallinnere physikalisch in erster Linie von dem Rekombinationsmechanismus in der Anreicherungsschicht bestimmt wird und nur schwach von der angelegten Spannung abhängig ist. Durch diese Gesetzmäßigkeit wird die hier gegebene Konzeption einer theoretischen Beschreibung des Oberflächenstromes als eine brauchbare Approximation gerechtfertigt.

Die Strom-Spannungskennlinie des Oberflächenstromes

Die physikalischen Ursachen der Kennliniengestalt und der Mechanismus des Oberflächenstromes sollen anhand von berechneten Kurven in Abb. 9 anschaulich gemacht und erläutert werden.

Als Beispiel wurden die folgenden Werte für die Halbleiterparameter gewählt: n -Germanium mit einer Dotierung $n_D = 10^{15}$ Atome/cm³ bei 300° K, Randfeldstärke an der Halbleiteroberfläche $E_R = 10^4$ V/cm, das Verhältnis zwischen Radius r_1 des formierten Halbkugelgebietes und der effektiven Diffusionslänge L_{ob} der Anreicherungsschicht $r_1/L_{ob} = 0,125$. Eine

Modifikation der Beweglichkeiten in der Anreicherungsschicht gegenüber den Werten im Halbleiterinneren wurde in diesem Beispiel nicht in Betracht gezogen.

In Abb. 9 sind in Abhängigkeit von der Spannung die Größen aufgetragen, die gemäß Formel (5) die Gestalt der Strom-Spannungskennlinie bestimmen. Der berechnete funktionale Zusammenhang bezieht sich auf die Verhältnisse bei kleinen Gleichspannungen. Zunächst ist die Spannungsabhängigkeit der Abweichung $\delta\bar{p} = \delta\bar{n}$ der mittleren Trägerkonzentration der Anreicherungsschicht am Rande $r=r_1$ dargestellt. Die physikalischen Ursachen des Verlaufes der Größe $\delta\bar{p}$ mit der angelegten Spannung wurden bereits oben

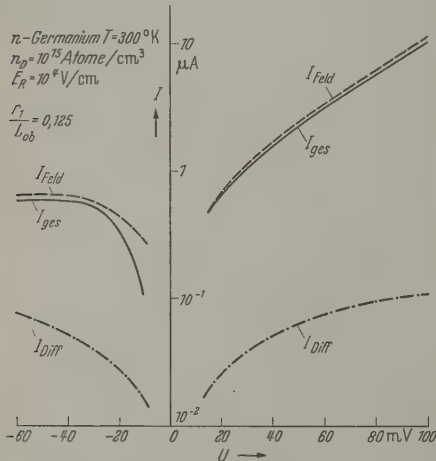


Abb. 10. Zur Spannungsabhängigkeit des Feldstrom- und des Diffusionsstromanteiles des Oberflächenstromes

bei Formel (1) und Abb. 5 diskutiert. Durch das Verhalten der Variation $\delta\bar{p}$ ist auch der Verlauf ihres negativen Differentialquotienten bzw. dessen reziproken Wertes $(-\frac{\partial U}{\partial \delta\bar{p}})_{(1)}$ in Abhängigkeit von der Spannung mitbestimmt. Bemerkenswert ist die relativ starke Änderung dieser Ableitung im Flußgebiet.

Der spannungsabhängige Ausdruck $(r \partial \delta\bar{p} / \partial r)_{(1)}$ repräsentiert den Diffusionsgradienten der mittleren Trägerdichte am Rande $r=r_1$, multipliziert mit r_1 . Bei Flußspannung ist der Diffusionsgradient bei $r=r_1$ negativ, weil die Abweichung $\delta\bar{p}$ vom Gleichgewichtswert \bar{p}_0 der mittleren Trägerkonzentration dort ihren größten Wert annimmt und mit zunehmendem r allmählich bis auf $\delta\bar{p}=0$ bei $r=r_2$ abklingt (Abb. 7). Eine Sperrspannung bewirkt eine Abnahme der mittleren Defektelektronenkonzentration, so daß der Diffusionsgradient bei $r=r_1$ positiv wird. Schließlich ist in Abb. 9 noch die Dicke x_D^* (Stern bedeutet Spannungsabhängigkeit) der Anreicherungsschicht an der Stelle $r=r_1$, multipliziert mit dem Faktor $2\pi q$ (q Betrag der Elementarladung), in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Aus dem Verlauf der verschiedenen Größen ergibt sich dann gemäß Formel (5) die dargestellte Strom-Spannungscharakteristik des Oberflächenstromes. Über die dazugehörigen experimentellen Untersuchungen wird in einer folgenden Arbeit berichtet.

In Abb. 10 ist für das gleiche Zahlenbeispiel in Abb. 9 jeweils der Anteil des nach (5) berechneten Feld- und Diffusionsstromes in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Bei Sperrbelastung bewegen sich die Defektelektronen der p -leitenden Anreicherungsschicht in Richtung auf den Rand r_1 und repräsentieren somit entsprechend den Verhältnissen bei r_1 den Feldstromanteil. Gleichzeitig bewirkt mit der Sperrspannung bei r_1 eine Verminderung der mittleren Trägerkonzentration gegenüber der mittleren Gleichgewichtskonzentration bei r_2 (Abb. 7). Demzufolge diffundieren sowohl Löcher als auch Elektronen in diesem Diffusionsgefälle in gleicher Richtung auf den Rand r_1 zu. Die Löcher bewegen sich dabei in gleicher Richtung wie unter der Wirkung des elektrischen Feldes, so daß der Feldstromanteil von p -leitendem Charakter gleichsinnig durch den Diffusionsstrom der Löcher vergrößert wird. Der Diffusionsstrom der Elektronen liefert jedoch einen Stromanteil von entgegengesetzter Richtung. Infolge der größeren Diffusionskonstante der Elektronen ergibt sich hierbei insgesamt ein Diffusionsstrom, der dem Feldstromanteil entgegengerichtet ist. Der gesamte Oberflächenstrom ist demzufolge in diesem Beispiel kleiner als der Feldstromanteil allein. Ganz entsprechende Verhältnisse, jedoch in umgekehrter Richtung liegen in Flußrichtung vor. Bei r_1 ist dann die mittlere Trägerkonzentration größer als am Rande r_2 , so daß die Defektelektronen fließen in der Anreicherungsschicht vom Rande r_1 weg auf den Rand r_2 zu. Abb. 10 zeigt insbesondere, daß die Unipolarität des Oberflächenstromes der Spitzendiode vorwiegend eine Eigenschaft des Feldstromanteiles ist, der durch den Gesamtdiffusionsstrom der Anreicherungsschicht im Sperrgebiet etwas modifiziert wird.

Im Vergleich zu anderen konventionellen Strompfaden in Halbleitern ist jedoch zu bemerken, daß bei den hier vorliegenden Trägerbewegungen in oberflächennahen Raumladungszonen von stark invertierten Inversionsschichten die den Feldstrom erzeugende elektrische Feldstärke gemäß (4) aus einem transversalen Raumladungseffekt und einem longitudinalen Diffusionseffekt resultiert. Die sonst übliche Trennung zwischen Feld- und Diffusionsstrom ist deshalb physikalisch bei dem hier vorliegenden Problem nicht vorhanden.

Die bemerkenswerte physikalische Wechselwirkung zwischen raumladungsgesteuerter Modulation der Trägerdichte und ambipolarer Trägerdiffusion verleihen ausgedehnten Strompfaden in Raumladungszonen insbesondere auch charakteristische elektrische Eigenschaften in bezug auf ihr Verhalten bei Wechselbelastungen. Diese Strompfade besitzen, wie oben erläutert, einerseits eine gewisse Verwandtschaft mit quasineutralen ausgedehnten Bahngebieten bei relativer Trägerinjektion, unterscheiden sich aber andererseits von diesen Leitungsmechanismen durch längs der ganzen Bahn transversal wirkenden Raumladungseffekte, welche eine Steuerung der variablen Parameter der ambipolaren Trägerbewegung in Längsrichtung verursachen und (bei entsprechender Anordnung) in beabsichtigter Weise ermöglichen. Dieser so beschaffene physikalische Sachverhalt ist aus dem einigem gewissen technischen Interesse, weil hierdurch die Möglichkeit entsteht, einen parameterisierbaren Verstärker mit spezifischen Eigenschaften zu erhalten.

Zusammenfassung

Es werden die elektrischen Eigenschaften ausgehender Strompfade in oberflächennahen, spannungslängigen Raumladungsgebieten untersucht. Eine intuitive Beschreibung erfordert eine geeignete Vereinfachung des Problems, die den physikalischen Verhältnissen angemessen ist. Die elektrischen Eigenschaften dieser Strompfade werden von sich wechselseitig beeinflussenden longitudinalen und transversalen Effekten bestimmt. Eine durch Rekombination und Paarbildung gegebene ambipolare Trägerdiffusion des Strompfades wird transversal durch raumbedingte, spannungsabhängige Dichteveränderungen der Träger modifiziert. Der Potentialverlauf parallel zur Oberfläche hängt, außer von der angelegten Spannung und von den Strukturparametern der oberflächennahen Inversionsschicht, insbesondere von einer effektiven Diffusionslänge ab. Sie enthält die durch Oberflächeninflüsse modifizierten Beweglichkeiten und Lebensdauern der Elektronen und Löcher. Er beschreibt den longitudinalen, ambipolaren Trägertransport in der randnahen Zone. Es wird ferner gezeigt, wie sich aus diesem physikalischen Sachverhalt ein bestimmtes unipolares elektrisches Verhalten oberflächennahen Strompfades ergibt.

Man darf vermuten, daß spannungsabhängige, parallel zur Inversionsschicht verlaufende Strompfade in Raumladungszonen in Zukunft bei geeigneter metrischer Anordnung von Halbleitern auch technische Nutzanwendungen finden werden. Aus diesem Grunde wurden in der vorliegenden Arbeit die in einer theoretischen Untersuchung zu der hier vorliegenden Frage ermittelten Gesetzmäßigkeiten anhand benutzter Diagramme für das Gleichstromproblem dargestellt und diskutiert.

Herrn Professor Dr. G. JUNG sei für sein stetes, freundliches Interesse an dieser Arbeit vielmals gedankt.

Literatur: [1] HEILAND, G.: Z. Physik **138**, 459 (1954); **142**, 415 (1955); **148**, 15 (1957). — [2] JÄNTSCH, O.: Z. Naturforsch. **15a**, 141 (1960). — [3] BARDEEN, J., and W. H. BRATTAIN: Phys. Rev. **75**, 1208 (1949). — [4] GUBANOW, A. I.: J. Exp. Theor. Phys. **22**, 204 (1952). — [5] AIGRAIN, P.: Ann. Phys., Paris **7**, 140 (1952). — [6] BROWN, W. L.: Phys. Rev. **91**, 518 (1953). — [7] CHRISTENSEN, H.: Phys. Rev. **96**, 827 (1954); **98**, 1766 (1955). — [8] McWHORTER, A. L., and R. H. KINGSTON: Proc. Inst. Radio Engrs. **42**, 1376 (1954). — [9] KINGSTON, R. H.: Phys. Rev. **98**, 1766 (1955). — [10] DE MARS, G. A., H. STATZ and L. DAVIS: Phys. Rev. **98**, 539 (1955). — [11] CUTLER, M., and H. M. BATH: Proc. Inst. Radio Engrs. **45**, 39 (1957). — [12] GARRETT, C. G. B., and W. H. BRATTAIN: Phys. Rev. **99**, 376 (1955). — [13] STATZ, H., G. A. DE MARS, L. DAVIS and A. ADAMS: Phys. Rev. **101**, 1272 (1956). — [14] HARTEN, H. U., u. W. SCHULTZ: Ref. in W. SCHÖTTKY, Halbleiterprobleme III, S. 76. Braunschweig: Vieweg 1956. — HARTEN, H. U., W. KOCH, H. L. ROTH u. W. SCHULTZ: Z. Physik **138**, 336 (1954). — SCHULTZ, W.: Z. Physik **138**, 598 (1954). — [15] GROSCHWITZ, E., u. R. EBHARDT: Z. angew. Phys. **11**, 342 (1959). — [16] GROSCHWITZ, E., u. R. EBHARDT: Entwicklungsber. der Siemens & Halske AG **22**, II. F., 190 (1959). — Z. angew. Phys. **11**, 9 (1959). — [17] GROSCHWITZ, E., u. R. EBHARDT: Z. angew. Phys. **11**, 296 (1959). — [18] STATZ, H., G. A. DE MARS jr. and A. ADAMS jr.: Beitrag in Semiconductor Surface Physics, edit. by R. H. KINGSTON. Philadelphia: University of Pennsylvania Press 1957. — [19] HOFMEISTER, E., u. E. GROSCHWITZ: Z. angew. Phys. **10**, 109 (1958). — [20] BENEKING, H.: Z. angew. Phys. **9**, 626 (1957); **10**, 216 (1958). — [21] GOSSICK, B. R.: J. Appl. Phys. **31**, 29 (1960). — [22] SCHRIEFFER, J. R.: Phys. Rev. **97**, 3 (1955). — [23] RYDER, E. J., and W. SHOCKLEY: Phys. Rev. **81**, 139 (1951). — [24] SHOCKLEY, W.: Bell Syst. Techn. J. **4** (I), 990 (1951). — [25] GUNN, I. B.: Proc. Phys. Soc. B **69**, 781 (1956). — [26] GIBSON, A. F.: Solid State Electronics **1**, 54 (1960).

Dr. EBERHARD GROSCHWITZ, Dr. ERNST HOFMEISTER
und Dipl.-Ing. RUDOLF EBHARDT,
München, Wernerwerk für Bauelemente
der Siemens & Halske AG

Peilantennen für hohe Peilgenauigkeit und große Frequenzbereiche *

Von KARL-PETER LENSCH **

Mit 22 Textabbildungen

(Eingegangen am 14. Juli 1960)

In der vorliegenden Arbeit werden Messungen an Antennen beschrieben, die auf der Basis der Kegelantenne aufgebaut sind und ihre guten Peileigenschaften über einen großen Frequenzbereich beibehalten. Durch einen angenäherten theoretischen Ansatz lassen sich die Ergebnisse roh bestätigen.

Peilantennen sollen in möglichst einfacher Weise arbeiten, die Richtung zu bestimmen, aus der ein Signal eintrifft. In der Praxis findet das Problem weitgehende Anwendungen, wenn man z. B. feststellen möchte, wo sich ein Flugzeug befindet oder wo das Flugzeug seinen Landeplatz suchen soll.

Möchte man eine zuverlässige Peilung machen, so muß man sich über die Fehlermöglichkeiten klar werden. Besonderen Schwierigkeiten sieht sich der Navigator stets dann gegenüber, wenn seine Peilung ungenau ist. Das kann verschiedene Ursachen haben: Einmal ist es möglich, daß das Maximum

bzw. das Minimum — je nach Peilsystem — bei der Antenne mehrfach vorhanden ist. Dieser Fall muß durch entsprechende Konstruktion von vornherein ausgeschaltet werden. Mindestens muß es dem Antennenkonstrukteur gelingen, das Maximum bzw. Minimum, das zur eigentlichen Peilung verwendet werden soll, deutlich zu kennzeichnen, z. B. durch seine Lage zwischen zwei besonders ausgeprägten Keulen des Richtdiagramms.

Die zweite, weitaus schwieriger zu beseitigende Ursache einer Vieldeutigkeit in der Peilung liegt in der Reflexion der elektromagnetischen Wellen an allen möglichen Hindernissen begründet. Wird z. B. ein Drahtzaun angestrahlt, so kann dieser zu Schwingungen angeregt werden, die dem Peiler einen Sender vortäuschen. Liegt dann vielleicht zwischen dem eigentlichen Sender und der Peilstation ein Hindernis, so kann man den Sender eventuell überhaupt nicht mehr empfangen und hält die Richtung des Drahtzaunes für die Richtung des Senders.

* Marburger Dissertation 1960.

** Jetzt Deutsche Philips G.m.b.H., Aachen.

Zur Verhinderung derartiger Fehler wird man nach solchen Wellenlängen suchen, bei denen möglichst wenig reflektiert wird. Am besten geeignet sind in dieser Hinsicht die langen Wellen, die jedoch umfangreiche Antennenanlagen erforderlich machen. Sehr kurze Wellen werden bereits von den kleinsten Hindernissen reflektiert, gebeugt und absorbiert, so daß sich in dieser Hinsicht ihre Verwendung nicht empfiehlt. Andererseits gestatten sie ein hohes Auflösungsvermögen. Man denke z.B. an Radar, wo bei einigen Typen Wellenlängen von 3 cm und kürzer verwendet werden, die dann eventuell schon Meereswellen auf dem Bildschirm sichtbar machen. Dies ist jedoch durchaus nicht immer ein Vorteil, da man Wellenberge leicht mit Schiffen verwechseln kann.

Daher erscheint es vernünftig, einen großen Bereich an Wellenlängen zur Verfügung zu halten, damit man bei Bedarf dann — eventuell durch Experimente — die geeignete Frequenz herausuchen kann. Das bedeutet jedoch, daß die Peilantenne breitbandig sein muß. Denn nur ungern wird man sich mehrere Antennen aufstellen, die sich leicht gegenseitig beeinflussen.

Der Begriff der Breitbandigkeit erfordert für jede Anwendung eine erneute Diskussion: Während z.B. beim Fernsehen in einem verhältnismäßig schmalen Frequenzbereich die Güte der Anpassung sehr hoch getrieben werden muß, damit durch Reflexionen im Kabel keine Geisterbilder erscheinen, wird im Falle der Peilantenne wesentlich mehr Wert auf die Größe des Frequenzbereichs als auf die Kleinheit des Reflexionskoeffizienten gelegt. In der hier vorliegenden Arbeit wird — verhältnismäßig willkürlich — verlangt, daß der Reflexionsfaktor kleiner als $1/3$ ist, was einem Energieverlust von etwa 11% entspricht.

Gegenstand dieser Arbeit ist es nun, Antennen zu entwickeln, die die oben angeführten Forderungen möglichst gut erfüllen. Als Ausgangspunkt und zugleich als Abgrenzung des Bereichs dient die Kegelantenne. Da alle vorhandenen Meßgeräte einen Widerstand von 60 Ohm besitzen, wurden die Antennen so eingerichtet, daß ihr Widerstand diesem Wert auch möglichst nahe kommt.

Die Meßverfahren

A. Messung der Widerstände

Die Messung der Widerstände der entwickelten Antennen erfolgte in bekannter Weise mit Hilfe der Meßleitung oder mit Hilfe eines direkt anzeigenden Widerstandsmeßgerätes, das nach entsprechender Eichung die Widerstandswerte mittels Lichtzeiger in einem komplexen Widerstandsdiagramm (Smith-Diagramm) angab.

B. Messung der Richtdiagramme

Für die Vermessung der Richtdiagramme wurde eine Meßstrecke in den sog. Affoller Wiesen in Marburg a. d. Lahn aufgebaut. Dieser Platz war der geeignetste, der sich in Marburg finden ließ. Es handelt sich um Niederungen im Lahntal, die auf beiden Seiten durch je eine Bergkette eingeschlossen sind. Der Abstand der Bergketten beträgt etwa 1 km, während die Meßstrecke, die etwa einen Winkel von 45° mit der Talrichtung bildet, ungefähr 380 m lang ist. Leider befand sich etwa 40 m hinter der Sendeantenne eine

Bahnlinie und, nur im erforderlichen Sicherheitsabstand von der Sendeantenne entfernt, eine Hochspannungsleitung, beide parallel zur Talrichtung.

Der Winkel von 45° wurde gewählt, um einerseits mit der Richtung Sender—Empfänger in einen Einschnitt der einen Bergkette hineinzuzielen und andererseits von einem Drahtzaun freizukommen, so daß die Reflexionen von der Rückseite der Empfangsantenne her vernachlässigbar klein wurden. Auf Senderseite wurde ein großer Aufwand notwendig, damit nicht hier die nicht zu beseitigenden Reflexe weitere Sender vortäuschten, die eine einwandfreie Messung der Richtdiagramme unmöglich gemacht hätten. Um eine scharfe Bündelung zu erreichen wurde daher eine Breitbandgruppe aus 32 Lemniskatendipolen (horizontale Polarisationsrichtung) angeordnet.

Da die Sendeantenne symmetrische Speisung verlangte, die Sender jedoch alle einen unsymmetrischen Ausgang hatten, mußte symmetriert werden. Dies geschah mit Hilfe einer auf die jeweilige Frequenz einstellbaren $\lambda/2$ -Umwegleitung, die trotz der prinzipiellen Schwächen eine so gute Symmetrierung ermöglichte, daß die Strahlung des Speisekabels die Qualität der Richtdiagramme nicht mehr beeinflusste.

Die zu vermessende Antenne wurde als Empfangsantenne auf einen speziell für diese Aufgabe gebauten Meßstand montiert. Auf einem einachsigen Anhänger chassis befindet sich ein etwa würfelförmiges Lager mit ungefähr 2 m Kantenlänge, das mit einer Handkurbel oder auch von einem Elektromotor über stufenlos regelbares Ölgetriebe um eine vertikale Achse gedreht werden kann. Die Stromversorgung übernimmt ein Dieselaggregat über ein Schleifringpaket, das aus dem Drehstrom auch noch Telefon- und Steuerungen ins Labor zu führen gestattet.

Die Winkelstellung des Meßstandes kann an einem Gradeinteilung direkt abgelesen werden. Außerdem sind einige Zapfwellen für den Papiervorschub eines Schreibers vorhanden.

Sie machen bei einer Umdrehung des Meßstandes 1, 12, 60 und 300 Umdrehungen. Das entspricht dem verwendeten Schreiber einem Papiervorschub von 12, 144, 720 und 3600 cm pro Meßstandumdrehung. Messungen ergaben für die zweite Geschwindigkeit, die am häufigsten benutzt wurde, einen mittleren Fehler von 0,1% im Papiervorschub und damit der Winkelbestimmung.

Als Meßempfänger diente ein handelsübliches Gerät. Um die für den Betrieb des Gleichspannungsschreibers notwendigen Spannungen zu erzeugen, wurde die Sendeenergie moduliert. Die Modulation diente nach Entnahme aus dem Niederfrequenzgang des Empfängers und Gleichrichtung als Eingangsspannung für den Schreiber. Genaue Prüfungen ergaben eine für alle Frequenzen gleiche Eichkurve für die Messungen. Das Empfängerrauschen konnte durch einen Tiefpaß und entsprechende Justierung aus dem Schreiberaufzeichnungen weitgehend herausgehalt werden. Die genaue Vermessung der Minima geschieht in folgender Weise: Man fährt auf ein Maximum. Dabei wird der Schreiber unter Vorschaltung eines entsprechenden, geeichten Dämpfungsgliedes ungefähr auf Vollausschlag gebracht. Dann dreht man langsam in Richtung auf das Minimum; der Ausschlag nimmt ab. Von einem gewissen Wert an kann die Dämpfung

eine Stufe vermindert werden, so daß der Aus-
schlag wieder ansteigt. Dieses Verfahren wird fort-
gesetzt, bis man über das Minimum hinaus ist. Dann
entsprechend die Dämpfung wieder zugeschaltet.
Auf diese Weise erhält man im allgemeinen einen
Wert im Minimum, der ungleich Null ist, wenn man
genügend Dämpfung weggenommen hat. Man
kann dann die Doppelwertsbreite bestimmen, die in
späteren Darstellungen aufgetragen ist.

In einigen Fällen jedoch war die Empfangsenergie
gering, daß der Schreiber trotz Wegnahme jeder
Dämpfung im Minimum nicht zum Ausschlag zu-
gen war. Hier bleibt also nur die Schätzung der
Doppelwertsbreite. Meßtechnisch war diese Schwie-
rigkeit mit den vorhandenen Mitteln nicht zu lösen,
kein stärkerer Sender zur Verfügung stand. Auch
die Verkürzung der Meßstrecke ließ sich nicht durch-
führen, da das dazwischen liegende Gelände als Flug-
platz benutzt wurde. Ein Aufstellen des Meßstandes
außerhalb des Rollfelds ließ sich nicht verantworten.

Aus den gleichen energetischen Gründen waren
Richtdiagramme unter 300 MHz nicht aufzunehmen.
Es wurden Richteigenschaften und Fehlanpassung
der Sendeantenne so ungünstig, daß schon die Maxima
schwer zu empfangen waren. Der Bau einer ge-
eigneten Sendeantenne lohnte für die wenigen Mes-
sungen nicht, zumal die Ergebnisse keinerlei Über-
sichten bringen dürften.

Der mechanische Aufbau der Antennen

Eine schematische Übersicht über die untersuchten
Antennentypen ist nebenstehend angeordnet.

Die Antennen 1 bis 3 sind aus Blech aufgebaut.
Leidete sich jedoch bei Antenne 2, daß sich Rota-
tionskörper mit krummlinig begrenzter Seitenansicht
in dieser Weise nur schwer herstellen und in der
erforderlichen Art abwandeln lassen. Daher wurde zunächst
das Konstruktionsprinzip der Antennen 4 und 5 ange-
wandt, das sich zur Verbesserung des Impedanzver-
hältnisses sehr bewährt hat. Eine Reihe von Aluminium-
röhren verschiedener Durchmesser ist an vier achsen-
parallelen Gewindestäben (beim Innenleiter nur ein
Zentralstab) verschiebbar angeordnet. An ihrem dem
Strahlungsraum zugekehrten Rand tragen die Röhren
Bohrungen, durch die etwa 1 mm starke Kupfer-
drähte gezogen wurden, die dann die eigentliche An-
tennfläche nachbilden sollten. Durch Verschieben
der Röhren auf den Gewindestäben und gegebenenfalls
auch Verwendung anderer Durchmesser lassen sich
Antennen gebildet mit verschiedenen, eventuell auch
sehr verschiedenen Kegelsteigungen erzeugen. So
konnte man mit geringem Aufwand die Antennenform
verändern. Die Grenzen der Konstruktion zeigten sich
bei den Richtdiagramm-Messungen: Die Diagramme
sind unsymmetrisch, und die Funkbeschickung war
schlecht: beides typische Folgen einer mechanisch
unsymmetrischen Antenne.

Da jedoch das Impedanzverhalten mit dieser Bau-
weise hinreichend geklärt werden konnte, ließen sich
auch aufwendigere Konstruktionen vertreten. Die
Antennen 6, 7 und 8 wurden in ihren wesentlichen
Teilen spulenhähnlich über einem Holzmodell gewickelt.
Die Verlöten des Drahtes zu einem festen Körper
sowie das Holzmodell entfernen. Messungen von
SCHWEILER zeigten, daß die Rillenstruktur der An-

tennenleiter das Impedanzverhalten nur unwesentlich
im Imaginärteil beeinflusst.

Als Speisepunkte der Antennen dienten Rohre
(Außenleiter), in denen der Innenleiter durch zwei
dünne Trolitulscheiben oder einen Trolitulklotz zen-
trisch gelagert wurde. Die genaue Dimensionierung
der Einzelteile ergab sich aus Darstellungen von
MEINKE-GUNDLACH [1].

Anten- nen Nr.	Skizze	Impedanzverhalten		Richteigen- schaften
		100-300MHz	300-2400MHz	
1		÷	—	+
1a		÷	—	÷
2		+	+	—
2a		÷	—	÷
3		÷	+	÷
4		÷	—	÷
5		÷	++	—
6		÷	+++	—
6a		++	++	++
7		÷	++	—
7a		÷	—	—
8		÷	++	—
8a		+++	++	+++

+ befriedigend
++ gut
+++ sehr gut
— schlecht
÷ nicht gemessen

Schematische Übersicht über die untersuchten Antennentypen

Der Innenleiter wurde einmal am Speisepunkt ge-
halten. Auf dem anderen Ende sorgte eine Verspan-
nung mit Perlonschnur für eine korrekte Lage. Bei
den Antennen 4 und 5 erwies sich auch an anderen
Stellen des Innenleiters noch eine Verspannung als
notwendig.

Die Meßergebnisse

A. Widerstandsmessungen

Da es bei den in dieser Arbeit geschilderten An-
tennen nur auf die Anpassung über einen möglichst
großen Frequenzbereich ankommt, sei hier nur jeweils
das Stehwellenverhältnis m in Abhängigkeit von der
Frequenz angegeben. Eine Betrachtung der komplexen
Widerstandsdiagramme zeigt wegen der starken
Aufspaltung der Ortskurven außerdem ein sehr ver-
wirrendes Bild, aus dem doch kaum die Antenne ver-
bessernde Transformationsglieder abgeleitet werden
könnten. Im Bereich zwischen 300 und 2400 MHz
wurde stets bei ganzen Vielfachen von 50 MHz, im
Bereich kleinerer Frequenzen alle 10 MHz gemessen.
In diesem Sinne sind auch die folgenden Kurven zu
verstehen.



Abb. 1. Antenne 1

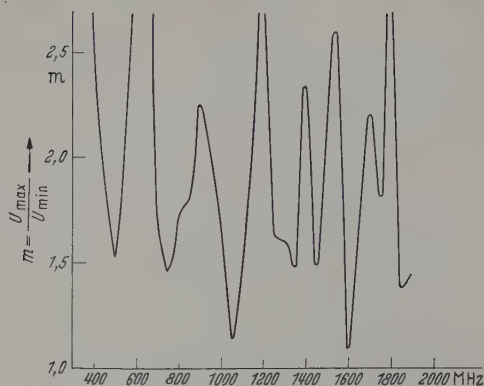


Abb. 2. Stehwellenverhältnis für Antenne 1

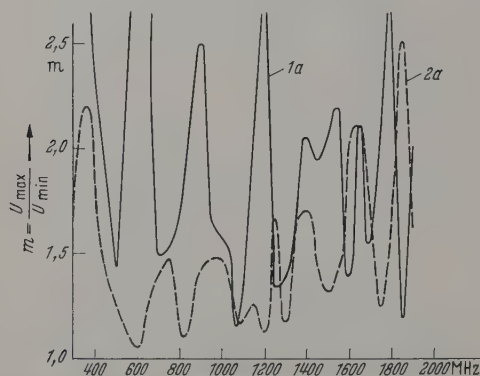


Abb. 3. Stehwellenverhältnis für Antenne 1a und 2a



Abb. 4. Antenne 2

Antenne 1 (s. Abb. 1 und 2 sowie die auf S. abgedruckte Übersicht) zeigte in einigen sehr schmalen Bereichen eine recht gute Anpassung an den vorhandenen Sender. Jedoch kann man kein Wegs von einer Breitbandantenne in unserem Sinne sprechen. Sie ist hier nur als Ausgangspunkt für Untersuchungen aufgeführt und darum, weil sie gezeigt wird, daß sie trotzdem in einem recht weiten Bereich gute Peileigenschaften besitzt. Auch eine Verlängerung des Innenleiters um ein zylindrisches St

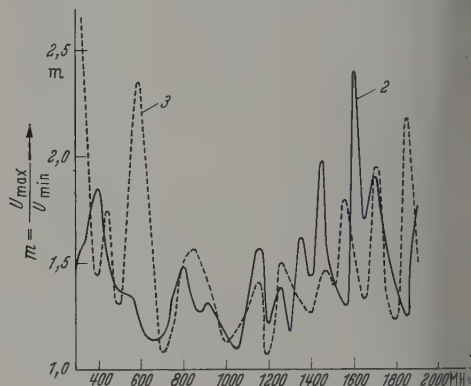


Abb. 5. Stehwellenverhältnis für Antenne 2 und 3

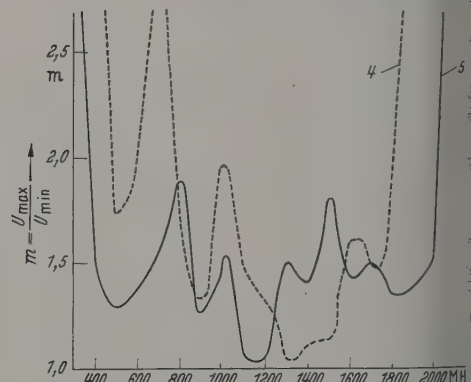


Abb. 6. Stehwellenverhältnis für Antenne 4 und 5

von 25 mm Länge brachte für das Impedanzverhalten keine Vorteile, eine Maßnahme, die sich bei anderen Antennentypen sehr bewähren sollte (Abb. 3). Aus diesem Grunde wurde die Verlängerung bei fast allen Antennentypen probiert, wobei die so abgewandelten Formen den Zusatz „a“ in der Bezeichnung erhielten.

Antenne 2 (s. Abb. 3—5). Sowohl Antenne 2 als auch Antenne 2a arbeiten wesentlich breitbandiger. Dabei ist der Bereich von Antenne 2 etwas größer, sie ist auch noch unter 300 MHz im Rahmen der Forderung $m \leq 2$ brauchbar (Abb. 12).

Antenne 3 (s. Abb. 5) ergibt bei sehr einfacher Bauweise immerhin schon im Bereich von 650 bis 1800 MHz im Rahmen der Forderungen brauchbare Anpassungsverhältnisse.

Antenne 4 (s. Abb. 6). Bei der neuen Konstruktionsart waren Rückschlüsse zu erwarten, da sich der Übergang von massiven Leitern auf ein Drahtnetz günstig auf das Impedanzverhalten auswirken mußte.

Antenne 5 (s. Abb. 6). Durch entsprechende Formung kann man jedoch recht gute Ergebnisse erzielen. Antenne 5 ist im Bereich von 350 bis 2000 MHz nutzbar. Um einen präziseren Aufbau zu erreichen, wurde

Antenne 6 (s. Abb. 7 und 8) in der gleichen Form, nur nach dem auf S. 559 beschriebenen System hergestellt. Sie arbeitet im Bereich von 400 bis 2350 MHz. Einbau des Zwischenstückes am Speisepunkt (s. Abb. 6) benachteiligt zwar die höheren Frequenzen,



Abb. 7. Antenne 6 auf dem Meßstand

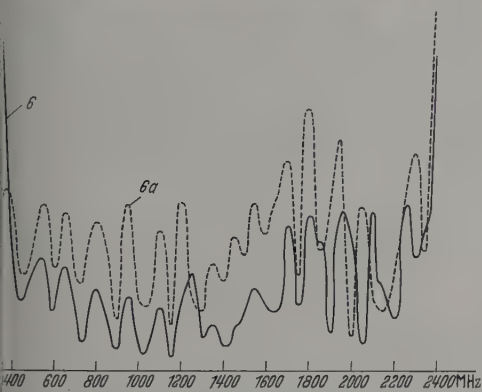


Abb. 8. Stehwellenverhältnis für Antenne 6 und 6a

sch werden nunmehr auch die niedrigeren Frequenzen zugänglich, so daß ein Bereich von 175 bis 200 MHz entsteht. Das entspricht einem Faktor 10 über der Frequenz (Abb. 12).

Antenne 7 und 7a (s. Abb. 9) bilden demgegenüber eine Verschlechterung, obgleich dies die längsten überbauten Antennen dieser Arbeit sind.

Antenne 8 (s. Abb. 10—12) bringt keine Verbesserung gegenüber den bisherigen Typen, wohl aber Antenne 8a, die auch bei langen Wellen gut arbeitet, im Gebiet von 130 bis 1650 MHz zuläßt und somit im Frequenzbereich mit einem Faktor 12,7 umfaßt. In dieser Hinsicht stellt Antenne 8a das hier erreichte Optimum dar.

Das Verhalten bei niedrigeren Frequenzen ist für die Antennen 2, 6a und 8a in Abb. 12 dargestellt.

B. Richtdiagramme

Das grundsätzliche Aussehen der Richtdiagramme ist in den Abb. 13 und 14 am Beispiel der Antenne 6a. Weitere Beispiele (Antenne 8a) bringen die Abb. 20

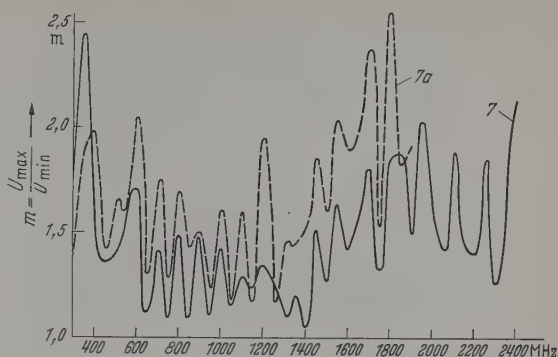


Abb. 9. Stehwellenverhältnis für Antenne 7 und 7a



Abb. 10. Antenne 8

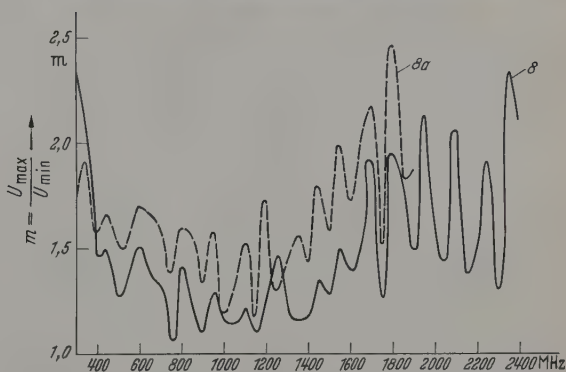


Abb. 11. Stehwellenverhältnis für Antenne 8 und 8a

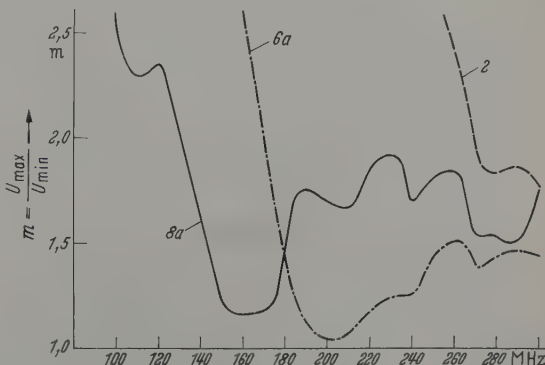


Abb. 12. Stehwellenverhältnis für die Antennen 2, 6a, 8a bei niedrigen Frequenzen

bis 22 im Zusammenhang mit den theoretischen Untersuchungen. An dieser Stelle sei jeweils für die interessanten Antennentypen die Doppelwertsbreite der Peilminima angegeben, die ein Maß für die Verwendbarkeit der Antennen zu Peilzwecken ist. Auf die

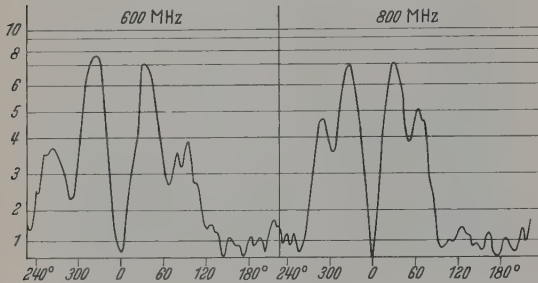
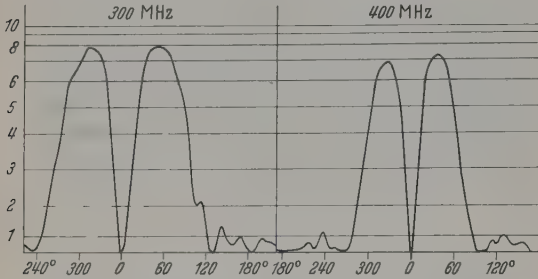


Abb. 13

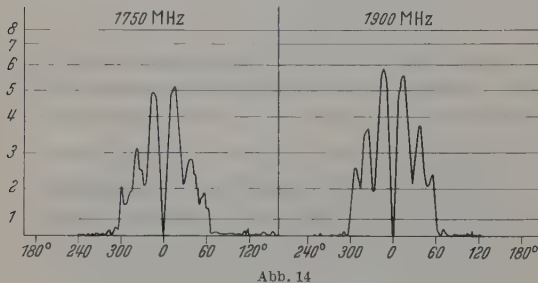
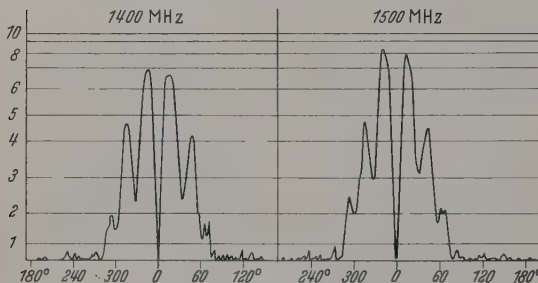


Abb. 14

Abb. 13 u. 14. Richtdiagramme von Antenne 6a

Ungenauigkeiten, die auf zu geringe Energie bei bestimmten Frequenzen zurückzuführen ist, wurde schon auf S. 559 hingewiesen.

Erstaunlich ist die geringe Doppelwertsbreite der Antenne 1 (s. Abb. 15) über einen recht großen Frequenzbereich, obgleich das Impedanzverhalten sehr ungünstig war (Abb. 2). Am besten sind offenbar die Antennen 6a und 8a (Abb. 17). Hierbei fällt auf, daß

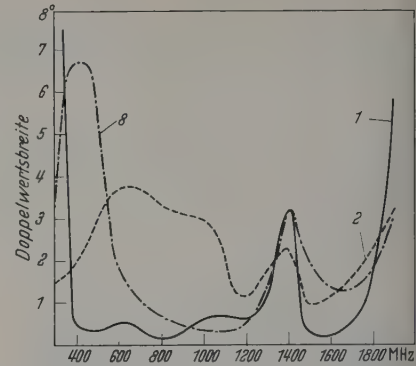


Abb. 15. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 1, 2 und 8

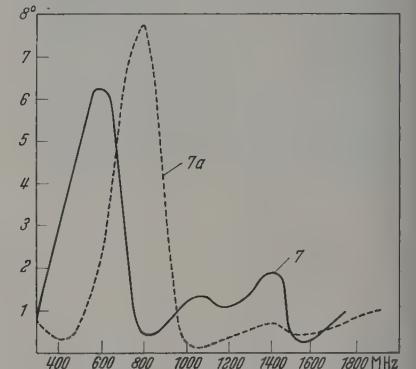


Abb. 16. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 7 und 7a

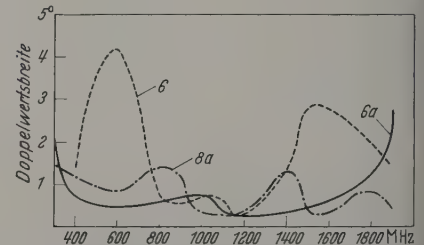


Abb. 17. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 6, 6a und 8a

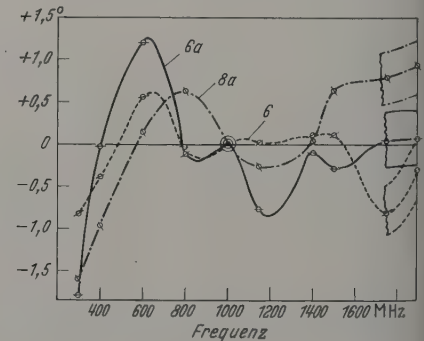


Abb. 18. Funkbeschreibung der Antennen 6, 6a und 8a

die Bauweise des äußersten Antennenendes recht wichtig für die Doppelwertsbreite ausmacht. Sie liegt in beiden Fällen in der gleichen Größenordnung.

Von besonderer praktischer Bedeutung für das Antennen-Verhalten ist noch die sog. Funkbeschickung. Das ist die Abhängigkeit der Lage des Peilminimums in Abhängigkeit der Frequenz. Nur bei vollkommen symmetrisch gebauten Antennen ist dessen Lage frequenzunabhängig. Da sich das in der Praxis nicht immer veranschaulichen läßt, gibt man dem Peiler eine entsprechende Fehlerkurve in die Hand (Abb. 18). Am rechten Rand der Abbildung sind gewisse Bänder angedeutet, die in unserer Darstellung liegenden Bänder andeuten soll.

Theoretische Betrachtungen

Für die Berechnung der hier beschriebenen Antennen nehmen wir zunächst folgende geometrische Anordnung an: Ein Kegel mit dem halben Öffnungswinkel Θ_0 stehe mit seiner Spitze senkrecht auf einer unendlich großen, unendlich gut leitenden Reflektorebene. Er habe die Länge l und sei an seiner Basis mit einer Kugelkappe vom Krümmungsradius l abgeschlossen. Die Speisung erfolge mittels einer koaxialen Leitung, deren Innenleiter mit dem Kabel und deren Außenleiter mit der Reflektorebene verbunden sei. Der Koaxialleitung möge eine TEM-Welle erregt werden, die ohne Reflexionen in den Kegel übertreten kann. Dabei bleibe jedoch stets die Möglichkeit offen, die Reflektorebene ebenfalls zu einem Kegel wird. Man kann nun — ohne auf die spezielle Gestalt der Antennen zunächst im einzelnen weiter einzugehen — recht einfach die Gleichungssysteme für die Feldstärken bzw. den Hertzschen Vektor angeben. Setzt man z. B. nach ZUHRT [2] einen Hertzschen Vektor an

$$P_r = r w = \Pi, \quad (1)$$

so erhält man daraus im Falle der Rotationssymmetrie, falls hier vorliegt, die Feldstärken:

$$\left. \begin{aligned} E_r &= k_0^2 \Pi + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2}; & E_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \theta \partial r}; \\ H_\varphi &= -i \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Das hier auftretende Strahlungspotential Π ist nach der allgemeinen Theorie bei Rotationssymmetrie eine Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \right) + k_0^2 \Pi = 0, \quad (3)$$

die mit dem Bernoullischen Produktansatz gelöst werden kann:

$$\Pi = \Pi_r(r) \cdot \Pi_\theta(\theta). \quad (4)$$

Man erhält damit mit der willkürlichen Konstanten A_0 die beiden getrennten Gleichungen

$$\frac{d^2 \Pi_r}{dr^2} + \left(k_0^2 - \frac{\mu(\mu+1)}{r^2} \right) \Pi_r = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d \Pi_\theta}{d\theta} \right) + \mu(\mu+1) \Pi_\theta = 0. \quad (6)$$

Für $\mu=0$ und $\mu=-1$ lassen sich die Gln. (5) und (6) integrieren. Man erhält als Lösung die Feldstärke:

$$\left. \begin{aligned} \Pi_0 &= \Pi_{0r} \Pi_{0\theta} = [A_0 \sin k_0(l-r) + \\ &+ B_0 \cos k_0(l-r)] \left[\ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} + c_0 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Für $-1 \neq \mu \neq 0$ wird die Lösung angesetzt

$$\Pi = \sum_{\mu} \Pi_{\mu r} \Pi_{\mu \theta} = \sum_{\mu} a_{\mu} \sqrt{k_0 r} Z_{\mu+\frac{1}{2}}(k_0 r) L_{\mu}(\cos \theta). \quad (7a)$$

Dabei ist $Z_{\mu+\frac{1}{2}}(k_0 r)$ eine beliebige Zylinderfunktion und $L_{\mu}(\cos \theta)$ eine beliebige Kugelfunktion.

Für nicht ganzzahlige μ kann man setzen

$$L_{\mu}(\cos \theta) = \frac{1}{2} [P_{\mu}(\cos \theta) + b_{\mu} P_{\mu}(-\cos \theta)], \quad (8)$$

ohne an der Allgemeinheit der Lösung (7a) etwas zu ändern. Wird jedoch $\mu=n$ ganzzahlig, so werden $P_n(\cos \theta)$ und $P_n(-\cos \theta)$ linear abhängig, so daß man für die allgemeine Lösung die Kugelfunktionen 2. Art hinzunehmen muß.

Man unterteilt nun zweckmäßig den zu untersuchenden Raum in den Außenraum $r \geq l$ (l ist die Länge der Antenne) und den Innenraum $r \leq l$. Die Lösungen werden später an der Raumgrenze $r=l$ gleichgesetzt und dann die Konstanten bestimmt.

Im Außenraum kommen — im Gegensatz zum Innenraum — die Winkel $\theta=0$ und gegebenenfalls auch $\theta=\pi$ vor. Damit auch für diese Winkel die Feldstärken endlich bleiben, muß man 1. $\mu=n \neq 0$ und positiv setzen und 2. die Kugelfunktionen 2. Art ausschließen. Gleichzeitig sind die Hankel-Funktionen 2. Art als Zylinderfunktion einzusetzen, da nur sie der Ausstrahlungsbedingung für $r \rightarrow \infty$ genügen, wenn man die auslaufende Welle als $e^{-i k r}$ schreibt.

Wir machen daher für den Außenraum der Antenne $r \geq l$ den Potentialansatz

$$2\pi i \omega \varepsilon_0 \Pi_a = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \sqrt{k_0 r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) P_n(\cos \theta). \quad (9)$$

Für den Innenraum haben wir bisher keinerlei Einschränkungen für die Lösung gefunden. Sie werden durch die Grenzbedingungen an der Antenne gegeben. Als Zylinderfunktionen kommen hier, ihres Verhaltens bei $k_0 r=0$ wegen, allein die Bessel-Funktionen in Frage.

Für die weitere Rechnung überlegt man zweckmäßigerweise hier, was sich noch numerisch beherrschen läßt. Wir prüfen daher die Anwendbarkeit dreier in der Literatur behandelter Verfahren auf die hier beschriebenen Antennen. Es handelt sich um die Rechnungen von TAI [3], von PAPAS und KING [4] und von SCHELKUNOFF [5] (s. auch unter [7]).

Alle drei Theorien beziehen sich auf Antennen aus geraden Kreiskegeln. Während die beiden erstgenannten die Weitwinkelkonusanantennen mit unsymmetrischer Speisung behandeln (ein Weitwinkelkonus vor unendlich großer Reflektorebene), beschäftigt sich SCHELKUNOFF zunächst mit einem symmetrischen Dipol aus zwei schmalen Kegeln. Anschließend wird noch eine Erweiterung auf schmale Dipolantennen beliebiger rotationssymmetrischer Gestalt gebracht.

Für unsere Zwecke scheidet die Rechnung von TAI sofort aus, da sie auf nicht tabellierte Kugelfunktionen mit nicht ganzzahligem μ führt, bei denen das μ zudem noch aus den Grenzbedingungen bestimmt werden muß.

Die Grenzbedingungen verlangen u. a., daß auf den Antennenflächen die radiale Komponente von E_r verschwindet. Das heißt unter Benutzung von Gl. (2), (3) und (6):

$$E_r = \frac{\mu(\mu+1)}{r^2} \Pi = 0. \quad (10)$$

Diese Gleichung ist erfüllt für $\mu=0$ und $\mu=-1$. Ferner ist sie dann erfüllt, wenn $II=0$ ist. Das wird gefordert für die Winkel ϑ , durch die die Antennenflächen beschrieben sind. Das sind z.B. für einen Kegel der Öffnung $2\vartheta_0$ vor einer Reflektorebene die Winkel ϑ_0 und 90° . Wir erfüllen diese Bedingung für alle Schwingungstypen, so daß sich die Forderung reduziert auf:

$$L_\mu(\cos \vartheta_0) = L_\mu(\cos \vartheta_1) = 0. \quad (11)$$

In unserem Beispiel heißt das:

$$L_\mu(\cos \vartheta_0) = \frac{1}{2} [P_\mu(\cos \vartheta_0) + b_\mu P_\mu(-\cos \vartheta_0)] = 0 \quad (12)$$

und gleichzeitig

$$L_\mu(0) = \frac{1}{2} [P_\mu(0) + b_\mu P_\mu(0)] = 0. \quad (13)$$

Es folgt $b_\mu = -1$ und

$$P_\mu(\cos \vartheta_0) - P_\mu(-\cos \vartheta_0) = 0. \quad (14)$$

Hierdurch ist eine Reihe diskreter Werte μ_n bestimmt, die man bei ROBIN und PEREIRA-GOMEZ [6] nachlesen kann. TAI hat für die ganzzahligen μ_n und für die entsprechenden speziellen Winkel die Reflexionskoeffizienten berechnet. Diese Winkel liegen bei uns nicht vor, so daß die Taische Rechnung nicht verwertbar ist.

SCHELKUNOFF führt bis zu dieser Stelle im Prinzip die gleiche Rechnung durch, kann aber zeigen, daß für kleine Winkel ϑ_0 eine Approximation durch ganzzahlige $\mu=n$ zulässig ist. Eine Umrechnung der Schelkunoffschen Arbeiten auf eine unsymmetrisch gespeiste Antenne ist leicht. (Ein schmaler Kegel vor Reflektorwand). Jedoch treten sofort wieder Schwierigkeiten auf, wenn man die Reflektorwand zu einem (Außen-) Kegel mit einem halben Öffnungswinkel $\vartheta_1 \neq \vartheta_0$ werden läßt. Man überzeugt sich davon leicht durch Betrachtung der Gl. (13) ff. Es wird daher für unsere Antenne zweckmäßig sein, sie wie folgt aufzuteilen. Wir betrachten die Teile der Antenne, die zwischen Reflektorebene und freiem Raum liegen, als „Kegel“ vor einer Reflektorebene, wobei wir nicht die einfache Theorie von SCHELKUNOFF für Kegelantennen, sondern die erweiterte Form für beliebige schmale, rotationssymmetrische Gebilde benutzen werden. Alle Antennenteile, die zwischen Speisepunkt und Reflektorebene liegen, werden als Leitung mit einem mittleren Wellenwiderstand aufgefaßt. Diese Leitung wird den nach SCHELKUNOFF am Orte der Reflektorebene berechneten Widerstand noch einmal transformieren. Auf diese Weise erhalten wir dann den Speisepunktwiderstand unserer Antenne.

Die Theorie von PAPAS und KING [4] erscheint für die Berechnung der Antennenwiderstände etwas zu einfach, weil sie die bei schmalen Kegeln sicher notwendigen Nebenwellen nicht berücksichtigt. Wir werden für die Berechnung der Strahlungsdiagramme hierauf zurückgreifen müssen.

Da sich die Theorie von SCHELKUNOFF [5] nur unwesentlich von den für unseren Fall gültigen Formeln unterscheidet, seien die Ergebnisse einfach angegeben. Der Unterschied entsteht lediglich dadurch, daß SCHELKUNOFF wegen seines symmetrischen Dipols andere Integrationsgrenzen hat als wir und daher einen um einen Faktor 2 größeren Widerstand seiner Antenne findet, als es bei uns der Fall ist.

Der Vollständigkeit halber sollen jedoch die für die Theorie wichtigen Voraussetzungen notiert werden.

1. Die Kegel müssen schmal sein. Das ist so, wegen der Approximation durch ganzzahlige $\mu=n$, auch wegen der Strombedingung notwendig, die unserer Näherung verlangt, daß für $r=l$ der Strom verschwinden soll.

2. Die Angleichung der Feldstärken an der Grenze zwischen Innen- und Außenraum erfolgt nicht korrekt, was auch praktisch kaum durchführbar erscheint, wird lediglich dafür gesorgt, daß E_r stetig von einem Bereich in den anderen übergeht.

Man erhält die folgenden Endformeln:

Der Widerstand des Antennenteils, der zwischen Reflektorebene und Antennenende liegt, ergibt sich — bezogen auf die Reflektorebene — zu:

$$Z_A = Z_M \frac{[G(k_0 l) + i F(k_0 l)] \sin k_0 l - [Z_M + M] \sin k_0 l + N \cos k_0 l - i [Z_M - M] \cos k_0 l - i N \sin k_0 l}{-i [G(k_0 l) + i F(k_0 l)] \cos k_0 l} \quad (15)$$

mit den Abkürzungen:

$$G(k_0 l) = \frac{Z_0}{8\pi} [2(C + \ln 2k_0 l - Ci 2k_0 l) + \cos 2k_0 l (C + \ln k_0 l + Ci 4k_0 l - 2Ci 2k_0 l) + \sin 2k_0 l (Si 4k_0 l - 2Si 2k_0 l)], \quad (16)$$

$$F(k_0 l) = \frac{Z_0}{8\pi} [2Si 2k_0 l - \sin 2k_0 l (C + \ln k_0 l - Ci 4k_0 l) - \cos 2k_0 l Si 4k_0 l], \quad (17)$$

$$M = k_0 \int_0^l [Z_M - Z(r)] \sin 2k_0 r dr; \quad (18)$$

$$N = k_0 \int_0^l [Z_M - Z(r)] \cos 2k_0 r dr. \quad (19)$$

Ferner ist noch die Gleichung für die Widerstandstransformation anzuschreiben, damit sich der mit (15) errechnete Widerstand auf den Speisepunkt umrechnen läßt.

$$\mathfrak{Z} = \frac{Z_A + i Z_L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l^*}{\lambda}}{1 + i \frac{Z_A}{Z_L} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l^*}{\lambda}}. \quad (20)$$

Darin bedeuten:

$$Z_M = \frac{1}{l} \int_0^l Z(r) dr; \quad Z_0 = 120\pi \Omega; \quad C = 0,5772. \quad (21)$$

Z_L = Wellenwiderstand des als Leitung aufgefaßten Antennenteils zwischen Speisepunkt und Reflektorebene, l = Länge des über die Reflektorebene hinausragenden Antennenteils, l^* = Länge der „Leitung“ 57,2 cm.

Während sich G und F berechnen lassen, wenn die Antennenlänge l bekannt ist und die notwendigen Tabellen [8, 9] vorliegen, gehen in M und N auch die übrigen geometrischen Abmessungen der Antenne wesentlich ein.

Will man konsequent vorgehen, so muß man die Antenne in Scheiben zerlegen, jeweils den Wellenwiderstand bestimmen, wobei jede Scheibe als Kegel aufgefaßt wird, und dann über alle so gefundenen Wellenwiderstände mitteln, um Z_M zu erhalten. Man findet im Falle der Antenne 6: $Z_M = 95,84 \text{ Ohm}$.

in solchen Verfahren wäre man an sich berechtigt, es sich ja um schlanke Antennen handeln soll, es erhält man sehr große Abweichungen vom Experiment, die aber nicht verwunderlich sind. Denn der Wellenwiderstand des als Leitung aufgefaßten Antennenteils beträgt im Mittel 63,6 Ohm, an der ersten Stelle 60 Ohm, so daß eine Fortsetzung mit ihm in der ersten Scheibe unsinnig ist.

Um diese Fehler auszugleichen und um einen stetigen Anschluß an die Leitung zu gewinnen, wurden die Wellenwiderstände der ersten Scheiben so gleich 60 Ohm gesetzt, bis die Berechnung nach dem oben beschriebenen Verfahren größere Werte als 60 Ohm ergab, die dann für die Mittelung herangezogen wurden. Mit den auf diese Weise errechneten Werten erhält man die gezeichneten Ergebnisse (Abb. 19).

Vergleicht man sie mit dem Experiment, so ergibt sich ein durchschnittlicher Fehler von etwa 26% im Wellenverhältnis, während der Maximalfehler bei 12,5% liegt. (Bei $k_0 l = 12,5$.) Wenn auch der Fehler den ersten Blick recht groß erscheint, so ist er in Anbetracht der recht groben Vernachlässigungen, die gemacht wurden, ohne weiteres verständlich. Insbesondere scheint die Größe des mittleren Wellenwiderstandes entscheidend einzugehen. Setzt man z. B. an Stelle des Wertes 95,84 Ohm den Wert 60 Ohm ein, setzt man also den Wellenwiderstand unmittelbar an der Reflektorwand doch wieder gleich 60 Ohm und hebt nur die übrigen Werte an, so erhält man Ergebnisse, die wesentlich besser mit den Messungen übereinstimmen. Jedoch fällt auch hier der Wert für $k_0 l = 12,5$ heraus.

Berechnung der Richtdiagramme

Für die Berechnung der Richtdiagramme bietet das Verfahren von PAPAS und KING [4] und [7] sich an. Jedoch soll versucht werden, von der dort betrachteten Reflektorebene als „Außenleiter“ freizukommen, so daß der in unserer Berechnung der Widerstände als „Leitung“ aufgefaßte Antennenteil auch berücksichtigt werden kann. Dieser Abschnitt dürfte die Richtdiagramme erhebliche Bedeutung besitzen. Um die Rechnungen mit erträglichem Aufwand durchführen zu können, werden folgende Voraussetzungen gemacht:

Der Innenleiter der Antenne wird durch einen Kegel der Länge l mit dem halben Öffnungswinkel Θ_0 , der Außenleiter — im Gegensatz zu PAPAS und KING — durch einen Kegel der gleichen Länge l mit dem halben Öffnungswinkel Θ_1 approximiert. Ferner wird bemerkt, daß auf der Kugel mit dem Radius $r=l$ um den Speisepunkt die Feldstärke E_θ überall mit Ausnahme des Gebietes $\Theta_0 \leq \theta \leq \Theta_1$ verschwindet. Diese Voraussetzung ist bei PAPAS und KING durch die endlich große leitende Reflektorebene in der für die folgenden Rechnungen erforderlichen Weise automatisch erfüllt.

Aus dem Potentialansatz der Gl. (9) errechnet sich für die Richtdiagramme interessante Feldstärke E_θ im Außenraum $r \geq l$ zu:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial \theta} \\ & \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \frac{1}{k_0 r} \frac{d}{d(k_0 r)} \left[\sqrt{\frac{r}{k_0}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) \right] \frac{d}{d\theta} P_n(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Für den Innenraum der Antenne setzen wir nach PAPAS und KING an:

$$E_\theta = \frac{A}{k_0 r \sin \theta} (e^{-ik_0 r} + \beta e^{-ik_0 r}). \quad (20)$$

Damit ist die Randbedingung $E_r = 0$ auf den leitenden Antennenflächen erfüllt. Eine Randbedingung $E_r = 0$ für $\theta = \pi/2$ und alle r — wie sie bei PAPAS und KING auftritt und dort das Weglassen aller geradzahlgigen

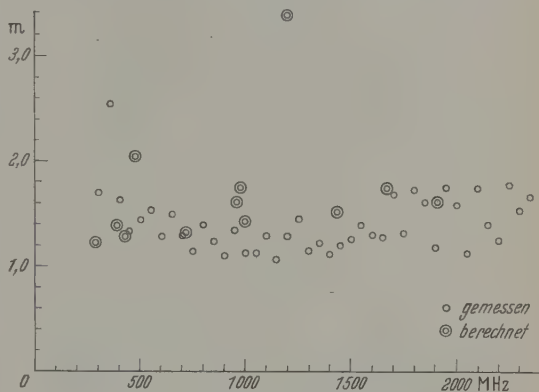


Abb. 19. Berechnetes Stehwellenverhältnis der Antenne 6 im Vergleich zu den gemessenen Werten

n bei der Summation in (19) zur Folge hat — gibt es bei uns nicht. Wir müssen daher in (19) über alle positiven ganzen n summieren.

Wir benutzen die Beziehungen:

$$h_n^{(2)}(k_0 r) = \frac{1}{\sqrt{k_0 r}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r), \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} P_n^1(\cos \theta) &= -\frac{d}{d\theta} P_n(\cos \theta) \\ &= \sin \theta \frac{d}{d(\cos \theta)} P_n(\cos \theta), \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\frac{d Z_p(x)}{dx} = -\frac{x}{Z_p(x)} Z_p(x) + Z_{p-1}(x) \quad (23)$$

$Z_p(x)$ ist eine beliebige Zylinderfunktion.

Damit erhalten wir für den Außenraum $r \geq l$

$$E_\theta = - \sum_n c_n^* \frac{1}{k_0 r} \left[-\frac{n}{\sqrt{k_0 r}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) + \sqrt{k_0 r} H_{n-\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^1(\cos \theta), \quad (24)$$

$$E_\theta = - \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 r) - \frac{n}{k_0 r} h_n^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^1(\cos \theta). \quad (25)$$

Wir normieren das elektrische Feld derart, daß $A = 1$ gesetzt werden kann. Das ist für diese Rechnung keine Einschränkung der Allgemeinheit.

Für $r=l$ setzen wir die E_θ -Komponenten beider Bereiche einander gleich und erhalten im Winkelbereich $\Theta_0 \leq \theta \leq \Theta_1$ auf der Kugeloberfläche $r=l$:

$$\left. \begin{aligned} & e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l} \\ & k_0 l \sin \theta \\ & = - \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] P_n^1(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Von dieser Stelle an ändert sich die Rechnung gegenüber PAPAS und KING wegen der anderen Winkelbereiche.

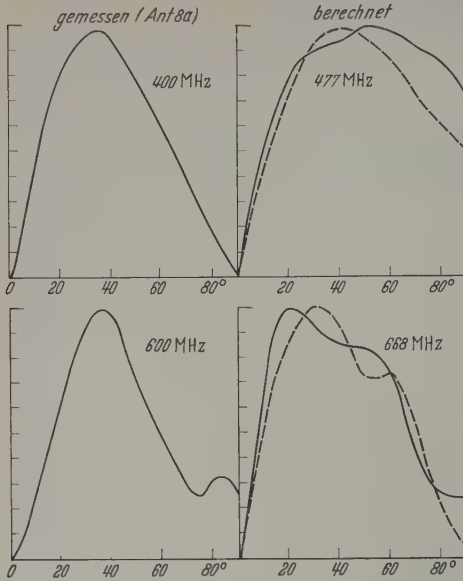


Abb. 20. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 5$ und 7 im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

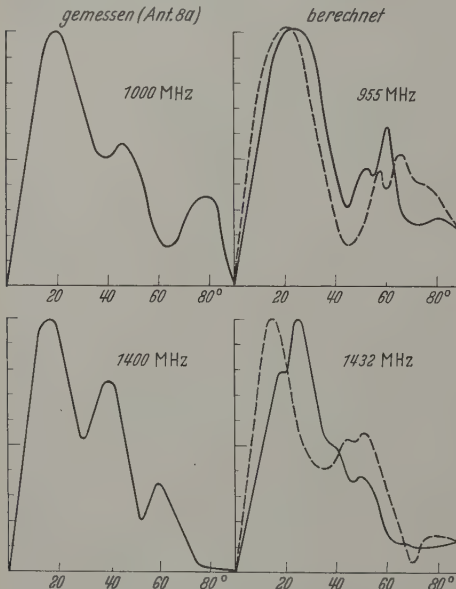


Abb. 21. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 10$ und 15 im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

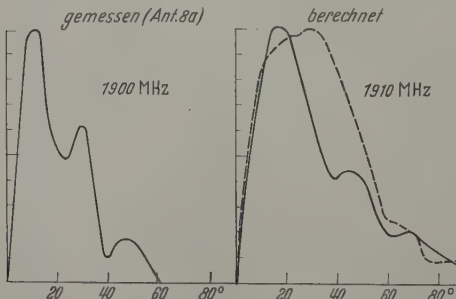


Abb. 22. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 20$ im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

Auf der Konuskappe, also im Bereich $0 \leq \vartheta_1 \leq \Theta$ verschwindet E_ϑ ebenso, wie es im Bereich $\Theta_1 \leq \vartheta \leq \vartheta_1$ verschwinden soll. Für diese ϑ -Werte ergibt sich durch die Gleichsetzung der E_ϑ -Komponenten auf der Kugelfläche $r=l$ also:

$$0 = - \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] P_n^1(\cos \vartheta). \quad (2)$$

Die Orthogonalitätsrelation für Kugelfunktionen lautet:

$$\int_{-1}^{+1} P_n^x(\cos \vartheta) P_m^x(\cos \vartheta) d(\cos \vartheta) = \begin{cases} N_m^x & \text{für } n=m \\ 0 & \text{für } n \neq m \end{cases} \quad (2)$$

$$\text{mit } N_m^x = \frac{2}{2m+1} \frac{(m+x)!}{(m-x)!}.$$

In diesem Falle ist $x=1$, also

$$N_m^1 = \frac{2m(m+1)}{2m+1}. \quad (2)$$

Multipliziert man nun die Gln. (26) und (27) mit $P_m^1(\cos \vartheta) \sin \vartheta$ und integriert von $\vartheta=0$ bis $\vartheta=\pi$, erhält man

$$\int_{\Theta_0}^{\Theta_1} \frac{e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l}}{k_0 l} P_m^1(\cos \vartheta) d\vartheta = - \int_0^\pi \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] \times \quad (3)$$

$$\times P_n^1(\cos \vartheta) P_m^1(\cos \vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta.$$

Links liefern die Integrale von $\vartheta=0$ bis $\vartheta=\Theta_0$ und von $\vartheta=\Theta_1$ bis $\vartheta=\pi$ keinen Beitrag.

$$- \frac{e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l}}{k_0 l} [P_n(\cos \Theta_1) - P_n(\cos \Theta_0)] = - c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] \frac{2n(n+1)}{2n+1}. \quad (3)$$

Das wird als Bestimmungsgleichung für c_n^* aufgestellt und könnte in Gl. (25) eingesetzt werden. Jedoch interessiert hier nur das Fernfeld von E_ϑ . Die asymptotische Entwicklung der Hankel-Funktionen lautet

$$\lim_{z \rightarrow \infty} H_n^{(2)}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{-i(z - \frac{2n+1}{4}\pi)}. \quad (3)$$

Mit dieser Beziehung wird der entscheidende Teil Gl. (25):

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 r) - \frac{n}{k_0 r} h_n^{(2)}(k_0 r) \right] = \left[\frac{2}{\pi} \frac{e^{-ik_0 r}}{k_0 r} \cdot i^n \right] \quad (3)$$

Durch Einsetzen erhält man die Endformel

$$E_\vartheta \rightarrow K \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[P_n(\cos \Theta_0) - P_n(\cos \Theta_1)] \times}{h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l)} \times \frac{P_n^1(\cos \vartheta) \cdot i^n \cdot \frac{2n+1}{2n(n+1)}}{\quad} \quad (3)$$

Darin ist K eine von ϑ unabhängige Konstante, $h_n^{(2)}(k_0 l)$ die sphärische Bessel-Funktion 2. Art [10, 11].

Mit diesem Ausdruck wurden die Richtdiagramme für $k_0 l = 5, 7, 10, 15$ und 20 berechnet. Während der Näherungskegel für den Innenleiter verhältnismäßig

aus der Antennenform hervorgeht — er wurde $\Theta_0 = 20^\circ$ angesetzt —, wurden die Richtdiagramme zwei verschiedene Außenkegel ausgerechnet, nämlich mit $\Theta_1 = 30$ und 45° . Je nachdem die Hauptablenkung der Antenne weiter im inneren oder im äußeren Teil erfolgt, sollte die Rechnung mit $\Theta_1 = 30$ oder 45° besser mit den Experimenten übereinstimmen.

Während bei $k_0 l = 5$ und auch noch bei $k_0 l = 7$ recht gute Konvergenz der Reihen zu verzeichnen war, wurde das Konvergenzverhalten mit kürzeren Stablängen immer schlechter. Berücksichtigt wurden Glieder bis $n = 10$. (Ausnahme bei $k_0 l = 5$, wo nur Glieder herangezogen wurden.) Um einen ganz groben Überblick über die Fehler zu erhalten, gibt die folgende Tabelle jeweils die Größe des letzten Gliedes als Prozentsatz des größten der vorhergegangenen Glieder an. Reelle und imaginäre Zahlenwerte wurden dabei getrennt unterschieden. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß man für $k_0 l = 20$ etwa 30 bis 40 Glieder mitnehmen muß, um auf etwa die gleiche Genauigkeit wie bei $k_0 l = 5$ zu kommen.

Tabelle

$k_0 l$	5	7	10	15	20
$\Theta_1 = 30^\circ$	3,9%	1%	44%	45%	54%
$\Theta_1 = 45^\circ$	3,4%	3,6%	8,5%	73%	30%

Die Ergebnisse sind in den Abb. 20–22 dargestellt. Als Vergleich wurde die Antenne 8a herangezogen, die in ihrer Formgebung den für diese Theorie angenommenen Abmessungen am nächsten kommt. Abweicht sind die berechneten Kurven für $\Theta_1 = 45^\circ$, gezogen die für $\Theta_1 = 30^\circ$.

Ein Vergleich zeigt, daß im Bereich kleinerer Frequenzen die gemessenen Kurven besser mit den für $\Theta_1 = 45^\circ$ berechneten Werten übereinstimmen, während sich die Verhältnisse bei höheren Frequenzen umkehren. Jedoch ist diese Aussage wegen der Fehlermöglichkeiten durch Abbruch der Reihen mit großer Vorsicht zu betrachten.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Stab- und Peilantennen, die auf der Basis der Kegelantenne aufgebaut sind, entwickelt und untersucht.

Dabei konnte bei einer Antenne ein Stehwellenverhältnis $m < 2$ im Bereich von 130 bis 1650 MHz erreicht werden. Die Doppelwertsbreiten des Peilminimums lagen dabei im Bereich von 300 bis 1900 MHz unter $1,5^\circ$, so daß sich Peilungen mit großer Genauigkeit ausführen lassen. Die Funkbeschickung nahm Werte zwischen $\pm 1,5^\circ$ an. Sicher läßt sich in dieser Beziehung durch genaueren Aufbau noch eine Verbesserung erzielen.

Durch theoretische Überlegungen kann man für die hier untersuchten Antennen mit vernünftigen Aufwand nur recht rohe Bestätigungen gewinnen. Die Abweichungen der Rechnung vom Experiment sind im Falle der Widerstandermittlung weitgehend auf die komplizierte Geometrie, im Falle der Richtdiagrammuntersuchungen außerdem auf die langsame Konvergenz der benutzten Reihen zurückzuführen.

Herrn Prof. Dr. H. WOLTER, Direktor des Instituts für Angewandte Physik der Universität Marburg, möchte der Verfasser für die Anregungen zu dieser Arbeit und seine stete Bereitschaft zu fördernder Diskussion herzlich danken.

Großer Dank gebührt ferner der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Deutschen Philips G.m.b.H. für die großzügige Unterstützung bei der Schaffung der experimentellen Voraussetzungen bzw. für die Überlassung der benötigten Zeit für die theoretischen Untersuchungen.

Literatur. [1] MEINKE-GUNDLACH: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956. — [2] ZUHR: Elektromagnetische Strahlungsfelder. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. — [3] TAL, C. T.: J. Appl. Phys. **20**, 1076 (1949). — [4] PAPAS, C. H., and RONOLD W. P. KING: Proc. Inst. Radio Engrs. **37**, 1269 (1949); **39**, 49 (1951). — [5] SCHELKUNOFF, S. A.: Proc. Inst. Radio Engrs. **29**, 493 (1941); **34**, 23 (1946). — [6] ROBIN, L., et A. PEREIRA-GOMEZ: Ann. Télécommunications **8**, 382 (1953). — [7] BORGNIS, PAPAS: Randwertprobleme der Mikrowellenphysik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1955. — [8] JAHNKE-EMDE: Tafeln höherer Funktionen. Leipzig: Teubner 1948. — [9] Mathematical Tables, vol. I. London: London Office of the British Association Burlington House 1931. — [10] Tables of Spherical Bessel Functions. New York: Columbia University Press 1947. — [11] MORSE-FESHBACH: Methods of Theoretical Physics. New York-Toronto-London: MacGraw Hill Book Comp. 1953.

Dr. KARL-PETER LENSCH
Institut für Angewandte Physik
der Universität Marburg a. d. Lahn

Über die Beeinflussung der Gasströmung durch einen in der Düse brennenden Lichtbogen

Von KARL ZÜCKLER

Mit 14 Textabbildungen

(Eingegangen am 13. Juli 1960)

I. Einleitung

Die Lichtbogenlöschung in Leistungsschaltern besteht wesentlich darin, daß in der zeitlichen Umkehr des Stromnulldurchganges dem zwischen den Kontakten brennenden Bogen durch strömende Gase, die auch — wie z.B. in Flüssigkeitsschaltern — durch den Lichtbogen selbst erzeugt werden können, Energie entzogen wird. Außerdem steigt durch das Abströmen „kalten“ Gases in die Schaltstrecke

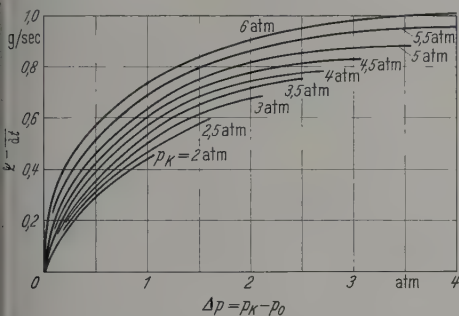
deren Durchschlagsfestigkeit. Das Löschgas strömt dabei durch „Düsen“, deren Strömungswiderstand durch die Aufheizung im Lichtbogen beeinflusst wird [1–3]. Dieser Effekt („Rückstau“) ist in der Schaltertechnik bekannt [1–6] und unter Annahme verschiedener Vereinfachungen theoretisch abgeschätzt worden [4, 7, 8]. Allerdings beschränkte sich die Berechnung auf die stationären Effekte. Die für die Wechselstromlöschung sehr wichtigen dynamischen

Im stationären Zustand fließt durch die Düsen der gleiche Gasstrom wie durch das Rohr. Also ist der Strömungswiderstand $W_{D(2)}$ der beiden strömungs-
Big parallel geschalteten Düsen

$$W_{D(2)} = \frac{(p_0 - p_1)}{Q} = \frac{(p_0 - p_1)}{(p_k - p_0)} W_R(p_k, p_k - p_0), \quad (2)$$

bei: p_1 = Außendruck.

Dann ist der Strömungswiderstand einer Düse:
= $2 W_{D(2)}$.



4. Eichkurve des Rohres. Durchströmende Menge in Abhängigkeit vom Kesseldruck p_k und der Druckdifferenz $(p_k - p_0)$

Da bei Energiezufuhr durch den Lichtbogen der Druck in der Brennkammer vom Strom abhängt ($= p_0(J)$), erhält man also:

$$W_D(J) = 2 W_R(p_k, p_k - p_0) \frac{p_0(J) - p_1}{p_k - p_0(J)}. \quad (3)$$

Bei den Versuchen wurde (bei einem konstanten Kesseldruck p_k) nach Einstellung der stationären Strömung der Bogen gezündet. Eine elektronische Schaltung löste die Schaltfunkenstrecke (S) und die Schodenstrahl-Oszillographen ($K.O.$) aus, mit denen folgende Meßgrößen aufgenommen wurden:

1. Der zeitliche Druckverlauf $p(t)$.
2. Der Bogenstrom $J(t)$ (am Meßwiderstand $R_m = 1 \Omega$ abgegriffen).

3. Die Brennspannung des Bogens $U_B(t)$.

4. Bei einem Teil

Aufnahmen zusätz-

Sondenspannungen

$U_{S2}(t)$, $U_{S3}(t)$.

Die Lage der Sonden

in den Bohrten Scheiben

(Wolframdrähte) ist

in Abb. 2 dargestellt.

Die Spannungsmes-

sungen erfolgten mit

den frequenzunabhän-

gen Spannungsteiler.

Der Spannungsabfall U_D

an einer Düse kann

mittels Differenzbildung

aus den Sondenspan-

nungen bestimmt werden. Beispiele von Oszillogram-

men zeigen Abb. 5 und 6. Bei den Versuchen wurden

folgende Werte

benutzt:

1. Stärke und zeitlicher Verlauf des Stromes. (J_{\max}

bis 30 ms Halbwelldauer bis 340 A, außerdem ex-

perimentell abklingende Ströme).

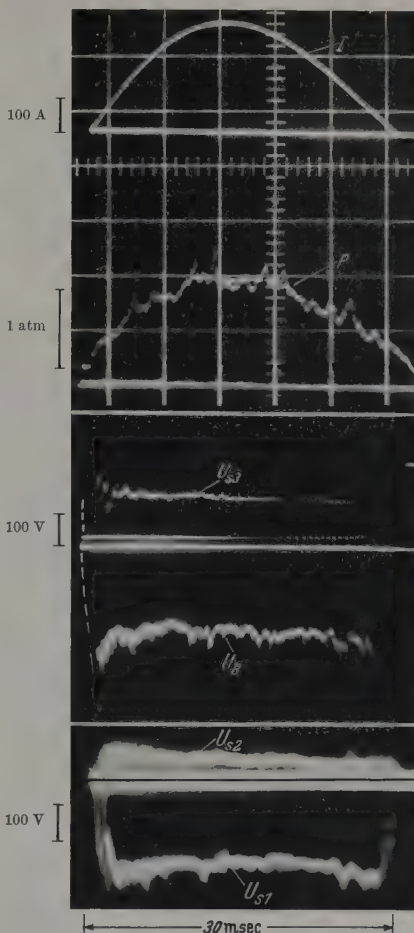


Abb. 5. Oszillogramme $J(t)$, $p(t)$, $U(t)$ bei sin-förmigen Entladungen ($\varnothing D = 5,2$ mm, $V_B = 9,8$ cm³, $p_k = 4$ atü, $p_0 = 0,25$ atü)

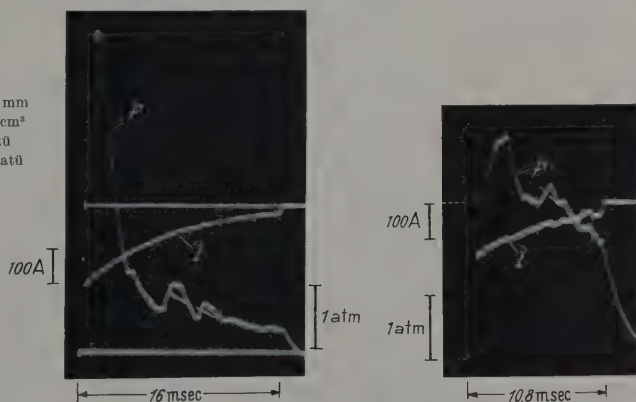


Abb. 6. $J(t)$, $p(t)$ bei Entladungen über einen Ohmschen Widerstand

2. Düsendurchmesser ($\varnothing D = 2,2; 3,2; 5,2$ mm).

3. Brennkammervolumen ($V_B = 9,8$ und $18,4$ cm³).

2. Auswertung und Ergebnisse

Aus den oszillographisch gemessenen p -, U - und J -Werten konnten nach (3) die zu den entsprechenden

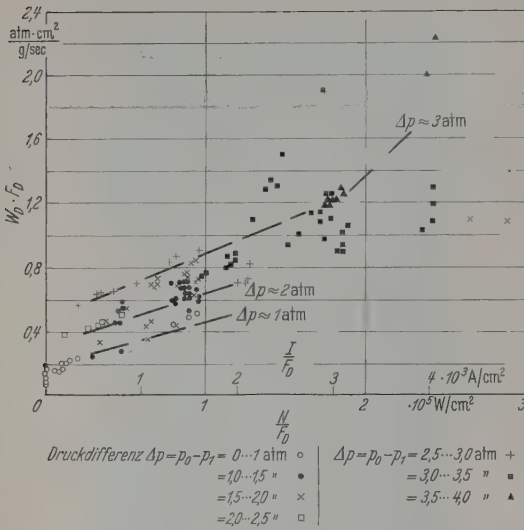


Abb. 7. Experimentell bestimmte Abhängigkeit des Produktes Strömungswiderstand \times Düsenfläche von der Strom-(Leistungs)-dichte in der Düse

Strömen gehörenden Strömungswiderstände der Düsen berechnet werden. Dabei wurden „mittlere“ $p(t)$ -Kurven benutzt, die sich durch Eliminierung der erwähnten Druckschwankungen (Ursache: Akustische Schwingungen und Brennschwingungsschwankungen) ergaben (s. Abb. 5). Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Gl. (3) ist, daß sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Daher konnte bei den Oszillogrammen nur die Umgebung des Strommaximums (bzw. bei abklingenden Entladungen nur der flach abfallende Teil der Kurven) ausgewertet werden, da nur dort (etwa 10 ms lang) der Strom, wegen der fast konstanten Brennschwingungsspannung also auch die zugeführte Leistung, und der Druck nahezu ($\leq \pm 10\%$) konstant sind. Außerdem ist dort der durch die Aufheizung des Gases in der Brennkammer entstehende Überdruck schon abgeklungen. Die Zeitkonstante τ_s , mit der sich der Überdruck abbaut, hängt von den Strömungswiderständen und dem Kammervolumen ab¹ und lag bei

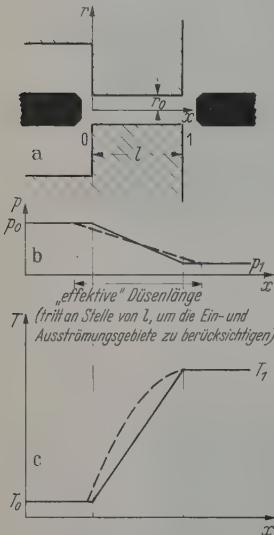


Abb. 8a-c. Zur Berechnung des stationären Strömungswiderstandes. a) Düsenmodell; b) Druckverlauf $p(x)$; c) Temperaturverlauf $T(x)$. — — — vereinfacht; — — — wirklicher Verlauf näherungsweise

Überdruck abbaut, hängt von den Strömungswiderständen und dem Kammervolumen ab¹ und lag bei

¹ Berechnet man das Abklingen einer plötzlichen Druckerhöhung in der Brennkammer unter der Voraussetzung konstanter Strömungswiderstände $W_D/2$ und W_R ; durch die das Gas mit der mittleren Temperatur T_m abströmt, so erhält man — mit der idealen Gasgleichung — als Zeitkonstante des Druckabbaus $\tau_s = \frac{W_D \cdot W_R \cdot V_B}{(W_D/2 + W_R) 2 R T_m}$. Diese Formel gibt den empirisch gefundenen Gang von τ_s mit V_B und W_D richtig wieder.

unseren Versuchen (wie sich aus dem zeitlichen Abklingen des Kammerdruckes p_0 nach dem Abschalt des Stromes ergibt) z. B. für $V_B = 9,8 \text{ cm}^3$ und $\varnothing_D = 5,2 \text{ mm}$ bei $\tau_s \approx 1 \text{ msec}$, für $V_B = 18,4 \text{ cm}^3$ und $\varnothing_D = 5,2 \text{ mm}$ bei $\tau_s \approx 2 \text{ msec}$. — Infolge der Mittelung und in die Formel (3) eingehenden Druckdifferenz streuten die Werte für den Strömungswiderstand stark. Um Messungen mit Düsen verschiedener Querschnitte (F_D) zusammenzufassen, ist in Abb. 7 das Produkt Strömungswiderstand [nach (3) berechnet] und Düsenquerschnitt in Abhängigkeit von der „Stromdichte“ (= Strom/Querschnitt) aufgetragen. Messungen des Spannungsabfalles U_D an den Düsen ergaben ≈ 60 (d. h. Bogengradient $E_B = U_D/l \approx 100 \text{ V/cm}$). Bei den von uns verwendeten Druckdifferenzen lagen die Unterschiede von U_D innerhalb der Streuung der Spannungswerte ($\pm 40\%$). In Teil III wird die Abhängigkeit des Strömungswiderstandes von der in der Düse freiwerdenden Lichtbogenleistung theoretisch hergeleitet (s. Abb. 10). Daher sind in Abb. 7 auf der Stromdichteachsen noch die durch Multiplikation mit U_D sich ergebenden Leistungen pro Querschnittseinheit $\frac{N}{F_D} = \frac{J \cdot U_D}{F_D}$ aufgetragen. Außerdem ist durch die verschiedenen Symbole der zu dem Meßpunkt gehörende Überdruck in der Brennkammer ($p_0 - p_1$) gekennzeichnet. Man erkennt, daß der Strömungswiderstand noch vom Überdruck abhängt. — Bei der Beurteilung der Streuung der Meßpunkte muß man berücksichtigen, daß nicht nur — durch die Meßmethode und Auswertung bedingt — die $W_D \cdot F_D$ -Werte, sondern auch die zugehörigen N/F_D -Werte infolge der Brennschwingungsschwankungen mit einer beträchtlichen Unsicherheit behaftet sind.

III. Zur theoretischen Deutung der Versuchsergebnisse Anwendung auf den Stromnulldurchgang

1. Stationärer Strömungswiderstand

11. Modell. Wir betrachten die in Abb. 8 dargestellte Anordnung: Durch ein Rohr (Düse) der Länge l mit konstantem Querschnitt $F_D = r_0^2 \cdot \pi$ strömt unter Wirkung der Druckdifferenz ($p_0 - p_1$) Gas aus. In der Düse brennt ein Lichtbogen und führt dem Gas die Leistung $N = E_B \cdot l \cdot J$ zu. Diese soll so groß sein, daß der Lichtbogen die Düse weitgehend ausfüllt und alles Gas darin auf hohe Temperaturen aufheizt.

Da die Gasdichte ρ und die Strömungsgeschwindigkeit w Funktionen des Druckes $p = p(r, x)$ und der Temperatur $T = T(r, x)$ sind, werden die Gleichungen, die die Strömung exakt beschreiben, sehr kompliziert. Daher vereinfachen wir die Verhältnisse:

a) Statt der vom Radius r abhängigen Werte ρ , η und w nehmen wir geeignete Mittelwerte über den Querschnitt an, d. h. wir rechnen mit einer auf konstanten mittleren Temperatur \bar{T} . Das ist eine grobe Näherung, da in Wirklichkeit die Mittelwerte von ρ und w vom Temperaturprofil $T(r)$ abhängen. Wenn man z. B. von der Verteilung $T(r)$ ausgeht und $\bar{\rho}$

$\frac{1}{r_0^2 \pi} \int_0^{r_0} \frac{2 \pi r p}{T(r) \gamma R} dr$ bildet, so erhält man einen anderen Wert, als wenn man von $\bar{T} = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2 \pi r T(r) dr$ ausgeht $\bar{\rho} = \frac{p}{R \gamma \bar{T}}$ berechnet. (γ = Faktor der Dissoziation und die Ionisierung berücksichtigt, G

stante $R = 8,31 \cdot 10^3 \text{ Wsec/(M) kg Grad}$, (M) = Molargewicht). — Die Annahme einer über den Querschnitt gleichen Temperatur ist nur bei großen p_0 -Werten, d.h. wenn der Bogenkanal die Düse ausfüllt, einigermaßen berechtigt.

b) Annahme: In der Düse herrsche ein lineares Druckgefälle

$$p = p_0 - Ax; \quad A = \frac{p_0 - p_1}{l}. \quad (4)$$

c) Druckabfall im Einlaufgebiet und hinter dem Austrittsquerschnitt kann durch Einführung einer effektiven Düsenslänge — s. Abb. 8 — näherungsweise berücksichtigt werden.)

d) Annahme: Der Temperaturanstieg in der Düse ist linear:

$$T = T_0 + Bx; \quad B = \frac{T_1 - T_0}{l}. \quad (5)$$

e) Wirklichkeit steigt T anfangs stärker an. Eine genaue Berechnung des T -Verlaufes ist nicht möglich, da die Bogenachsentemperatur nicht bekannt ist. Mit einem parabolischen $T(x)$ -Verlauf z.B. ergibt sich aber ein wesentlich anderer Wert für die Ausströmungsgeschwindigkeit w_1 .]

f) Die Reibung (Zähigkeit) wird vernachlässigt, da bei großen N/F_D -Werten die zugeführte Energie größer als die Reibungswärme ist.

g) Die radiale Wärmeableitung durch die Düsenwand wird gegenüber der Energieabfuhr durch den Austritt vernachlässigt.

h) Für die spezifische Wärme der Luft setzen wir den betrachteten Temperatur- und Druckbereich [11, 12] an:

$$c_p \approx \frac{7}{2} R_L \sqrt{\frac{T/^\circ\text{K}}{273}}. \quad (6)$$

i) $R_L = 287 \text{ Wsec/kg Grad}$. Das ist — verglichen mit den genauen $c_p(p, T)$ -Verlauf [13, 14, 15] — nur eine Näherung.

j) Wir schreiben die Zustandsgleichung in der Form:

$$p = \gamma(p, T) \rho R T. \quad (7)$$

k) Bei Berücksichtigung der Faktor $\gamma = f(p, T)$ die Dissoziation der (bei Luft meist N_2 -) Moleküle und der Ionisierung der Atome. γ ergibt sich streng aus dem Massenwirkungsgesetz und der Saha-Gleichung. Wir vernachlässigen die Druckabhängigkeit und setzen [vgl. [14, 15] — näherungsweise:

$$\left. \begin{array}{l} 1, T < 7500^\circ \text{ K (Dissoziation vernachlässigbar)} \\ 2, 7500^\circ \leq T < 15000^\circ \text{ K (dissoziiert, nicht ionisiert)} \\ 4, T \geq 15000^\circ \text{ K (vollständige Ionisierung).} \end{array} \right\} \quad (7a)$$

l) 2. Berechnung der stationären Ausströmungsgeschwindigkeit. Die Bernoullische Gleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0 \quad (8)$$

beschreibt die stationäre Gasbewegung. Bei der Ausströmung durch die Düse unter der Wirkung des Lichtbogens mögen am Düseneingang (Index 0) die mittleren Werte: p_0, ρ_0, T_0, w_0 herrschen, am Düsenaustritt (Index 1): p_1, ρ_1, T_1, w_1 .

Mit (4) und (5) erhält man dann

$$-A \gamma R \left(\frac{T_0 + Bx}{p_0 - Ax} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0. \quad (9)$$

Bei großen Bogenleistungen ist $T_1 \gg T_0$. Aus der Kontinuitätsgleichung $\rho_0 w_0 = \rho_1 w_1$ folgt dann $w_1 = w_0(l) \gg w_0$, da auch $p_0 > p_1$. Damit erhält man durch Integration von Gl. (9)

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{2} w_1^2 - A R \gamma \left(-\frac{T_0}{A} \ln(p_0 - Ax) \right) \Big|_0^l - \frac{B}{A} x \Big|_0^l - \\ - \frac{B p_0}{A^2} \ln(p_0 - Ax) \Big|_0^l = 0. \end{array} \right\} \quad (10)$$

Also wird die Ausströmungsgeschwindigkeit:

$$w_1 = \sqrt{2 \gamma R T_1 \left(\frac{p_0}{p_0 - p_1} \ln \frac{p_0}{p_1} - 1 \right)}. \quad (11)$$

13. Energiebilanz. Die Summe aus kinetischer Energie und Wärmeinhalt des je Zeiteinheit durch den Eintrittsquerschnitt strömenden Gases und in der Düse zugeführter Lichtbogenleistung $N = l E_b J$ muß gleich der Summe aus kinetischer Energie und Wärmeinhalt des je Zeiteinheit abströmenden Gases sein. Im Eintrittsquerschnitt gilt:

Kinetische Energie:

$$\frac{1}{2} \frac{dm}{dt} w_0^2 = \frac{1}{2} w_0 F_D \rho_0 w_0^2. \quad (12)$$

Mit der Kontinuitätsgleichung erhält man daraus:

$$\frac{1}{2} \frac{dm}{dt} w_0^2 = \frac{1}{2} w_1 F_D \rho_1 w_0^2. \quad (13)$$

Wärmeinhalt:

$$\frac{dm}{dt} \int_0^{T_0} c_p dT = w_1 \rho_1 F_D \int_0^{T_0} c_p dT. \quad (14)$$

Im Austrittsquerschnitt ist:

$$\frac{1}{2} \frac{dm}{dt} w_1^2 = \frac{1}{2} w_1 F_D \rho_1 w_1^2, \quad (15)$$

$$\frac{dm}{dt} \int_0^{T_1} c_p dT = w_1 \rho_1 F_D \int_0^{T_1} c_p dT. \quad (16)$$

Damit wird die Energiebilanz:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{2} w_1 F_D \rho_1 w_0^2 + w_1 \rho_1 F_D \int_0^{T_0} c_p dT + N \\ = \frac{1}{2} w_1^3 F_D \rho_1 + w_1 \rho_1 F_D \int_0^{T_1} c_p dT. \end{array} \right\} \quad (17)$$

14. Temperatur und Strömungswiderstand. Für genügend hohe N erhält man wegen $T_1 \gg T_0$ und $w_1 \gg w_0$ aus (17):

$$\frac{1}{2} w_1^3 + w_1 \int_0^{T_1} c_p dT \approx N / \rho_1 F_D. \quad (18)$$

Daraus ergibt sich mit (11) und (6) für die mittlere Temperatur der ausströmenden Luft ($R_L = 287 \text{ Wsec/kg Grad}$ eingesetzt):

$$\left. \begin{array}{l} \left(\frac{T_1}{^\circ\text{K}} \right) \approx 25 \gamma^2 G^2 + \\ + 3 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\gamma}{G} \frac{(N/\text{Watt})}{(F_D/\text{cm}^2) (p/\text{atm})}} - 7,1 \gamma G \times \\ \times \sqrt{3 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\gamma}{G} \frac{(N/\text{Watt})}{(F_D/\text{cm}^2) (p/\text{atm})}} + 12,5 \gamma^2 G^2} \end{array} \right\} \quad (19)$$

mit:

$$\gamma = \gamma(T) \quad (7a); \quad G = \frac{p_0}{p_0 - p_1} \ln \frac{p_0}{p_1} - 1.$$

Für große N überwiegt in (19) das 2. Glied, dann gilt näherungsweise:

$$\left(\frac{T_1}{^\circ\text{K}}\right) \approx 3 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\gamma}{G} \frac{(N/\text{Watt})}{(F_D/\text{cm}^2) \cdot (p_1/\text{atm})}} \quad (20)$$

Mit (19, 20) kann man aus N , F_D , p_0 und p_1 die Temperatur T_1 berechnen. Nach (11) folgt daraus die mittlere Ausströmungsgeschwindigkeit w_1 und aus

$$W_D = \frac{p_0 - p_1}{w_1 \rho_1 F_D} = \frac{(p_0 - p_1) \gamma R T_1}{w_1 F_D p_1} \quad (21)$$

der zur stationären Leistung N gehörende Strömungswiderstand. In Abb. 9 und 10 sind die so erhaltenen

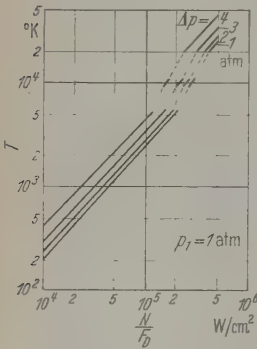


Abb. 9. Temperatur des ausströmenden Gases in Abhängigkeit von N/F_D (berechnet). Die gestrichelten Kurvensteile sind interpoliert, da in dem Gebiet der Übergang von $\gamma=1$ nach $\gamma=2$ (Dissoziation) und $\gamma=4$ (Ionisierung) stattfindet. Die Kurvenparameter sind falsch geschrieben; es muß richtig von oben nach unten $\Delta p = 1, 2, 3, 4$ atm heißen

Werte von T_1 und $W_D \cdot F_D$ in Abhängigkeit von N/F_D dargestellt. Als Parameter tritt die Druckdifferenz ($p_0 - p_1$) auf.

Um die Dissoziation zu berücksichtigen, berechnete man — von kleinen N/F_D -Werten ausgehend — jeden T_1 -Wert einmal mit $\gamma=1$ (nicht dissoziiert), das andere Mal mit $\gamma=2$ (dissoziiert). Wenn beide Annahmen $T_1 < 7500^\circ$ liefern, so liegt keine Dissoziation vor; also wird der T_1 -Wert für $\gamma=1$ benutzt. Wird in beiden Fällen $T_1 > 7500^\circ$, so ist das Gas dissoziiert, also kommt der T_1 -Wert für $\gamma=2$ in Frage. Die Zwischengebiete ($\gamma=1$ und $\gamma=2$ liefern Temperaturen über

und unter 7500°) erhält man durch Interpolation. Die Ionisierung (bei $T > 15000^\circ$ Übergang von $\gamma=2$ auf $\gamma=4$) wurde entsprechend berücksichtigt. Die erhaltenen Kurven können wegen der bei ihrer Berechnung

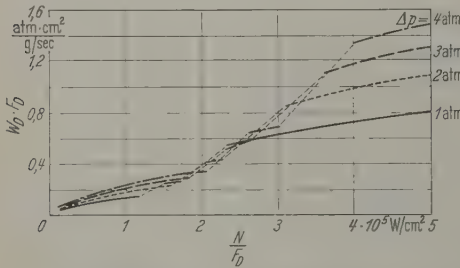


Abb. 10. Zur Abhängigkeit des Strömungswiderstandes von der Leistung: $W_D \cdot F_D = f(N/F_D)$ berechnet für $p_1 = 1$ atm, Parameter $\Delta p = p_0 - p_1$

angewendeten Vereinfachungen nur Näherungen darstellen. Der Vergleich mit den experimentellen Werten (Abb. 7) zeigt, daß der Gang von W_D mit der Leistungsdichte N/F_D und der Druckdifferenz ($p_0 - p_1$) richtig, die Absolutwerte dagegen nur der Größenordnung nach wiedergegeben werden. Bei kleineren N/F_D -Werten ist die Abweichung am größten, da hier die Voraussetzungen des Modells (gleichmäßige Temperaturverteilung über den Düsenquerschnitt, vernachlässigbare Reibung, die sich z.B. bei der Darstellung der an den Rohrdüsen verschiedenen Querschnitts erhaltenen $W_D \cdot F_D$ -Werte in dem breiten Wertebereich

bei $N/F_D=0$ zeigt) am wenigsten erfüllt sind. Eben ist hier der Einfluß der Form (z.B. abgerundeter Einlauf oder scharfe Kanten, Rohr oder erweiterter „Laval“-Düse, vgl. [16]) groß und kann W_D -Werte verursachen, die stark von den hier angegebenen abweichen.

2. Dynamische Effekte

Bei Wechselstrom tritt im Zeitpunkt des Stromnulldurchganges, obwohl stationär keine Erhöhung des Strömungswiderstandes vorliegt, (da $J=0$), auch eine Behinderung der Gasströmung und eine Verringerung des Löschvermögens ein [3–5]. Die Löschwirkung beruht darauf, daß vom strömenden Gas Wärme abgeführt ($\sim (dm/dt) \cdot c_p$), und daß der Raum zwischen den Kontaktstücken mit kaltem Gas von höherer Durchschlagsfestigkeit gefüllt wird.

Die Strömungsbehinderung bei $J=0$ kann zwei Ursachen haben:

21. *Überdruck in der Brennkammer (Düse) infolge der Aufheizung des Gases durch den Lichtbogen.* Wie z.B. das 1. Oszillogramm von Abb. 6 zeigt, ergibt die Aufheizung des Gases im Brennraum und in der Düse bei genügend engen Düsen und starken Strömen zu wenig Druckwerte $p_0 > p_1$. Diese können zu einem Rückfließen heißer Gase in den Kessel führen und die Nachlieferung von kühlendem Gas verhindern. (Dieser Effekt im Stromnulldurchgang noch wirksam ist, hängt vom Verhältnis $\tau_s : \tau_H$ ab (τ_s = Zeitkonstante, mit der p_0 abklingt, τ_H = Dauer der Stromhalbwellen).

Bei unseren Versuchen mit sin-förmigen Strömen war $\tau_H \gg \tau_s$. Daher trat im Nulldurchgang kein Rückfließen des Löschgases ein.

22. *Trägheit der zu beschleunigenden Gasmassen.* In Änderungen des stationären Strömungswiderstandes ändert sich die je Zeiteinheit durch die Düse strömende Gasmenge. Der bei Wechselstrom zu jedem N -Wert gehörende stationäre Gasstrom (Abb. 7 und 10) steigt sich, wenn die Lichtbogenleistung vom Maximum N_m auf 0 absinkt, mit einer Verzögerung ein, da die nun zusätzlich strömenden, vorher ruhenden Gasmassen erst beschleunigt werden müssen.

Wir wollen nun den Zusammenhang dieses Trägheitseffektes mit der Druckdifferenz, Stromsteilheit, Gasart, Düsenlänge und -querschnitt abschätzen. Streng genommen beruht die Abhängigkeit des stationären Strömungswiderstandes einer Düse von der Lichtbogenleistung N bei konstanter Druckdifferenz $p_0 - p_1$ darauf, daß sich mit N auch die Temperaturverteilung $T(r)$ in der Düse und damit der Dichteverlauf $\rho(T(r))$ und die Strömungsgeschwindigkeit $w(T(r))$ ändern. Es gilt:

$$Q = \frac{dm}{dt} = \frac{\Delta p}{\Delta W_D(N)} = \int_0^{r_0} \rho(T(r)) w(T(r)) 2\pi r dr \quad (22)$$

Die Temperaturverteilung $T(r)$ ist nicht bekannt. Es ist daher unmöglich, die zu den einzelnen Flächenelementen gehörenden Dichte- und Geschwindigkeitswerte, sowie deren Änderungen in Abhängigkeit von der Leistung und der Zeit anzugeben. Man kennt nur die stationäre Gasströmung $dm/dt = f(\Delta p, N/F_D)$ durch den Gesamtquerschnitt. [Vgl. Abb. 7, Gl. (22).]

Bei der Berechnung des stationären Strömungswiderstandes für große Leistungsdichten (Abb. 1

gen wir von der Annahme näherungsweise konstanter Temperatur über den Querschnitt aus. Wenn jetzt aber vorwiegend die zeitliche Umgebung des omnulldurchganges betrachten, also kleine Ströme und Lichtbögen, welche die Düse nur zu einem kleinen Teil ausfüllen, dürfen wir diese Annahme ($T = \text{const}$ F_D) nicht mehr benutzen. Wir nähern die bei diesen Strömen vorliegenden Verhältnisse durch folgendes Modell an: Der Düsenraum (s. Abb. 8) wird verachsend in 2 Bereiche mit konstanter Temperatur geteilt (s. Abb. 11).

a) Heißer Kern ($r_k < r_0$, $T_k \gg T_0 = \text{Raumtemperatur}$). Wir vernachlässigen wir wegen der geringen Dichteausdehnung der dort eintretenden Gasmassen infolge der Aufheizung durch den Bogen ($\rho \sim \frac{1}{\gamma T}$) den Massentransport ($\sim 1/\gamma \sqrt{T}$, da $w \sim \sqrt{T}$).

b) Um den heißen Kern liegt ein Mantel $r_k \leq r \leq r_0$ mit kaltem Gas (T_0), der die Gasströmung mit der Geschwindigkeit w_0 und Dichte ρ_0 im Eintrittsquerschnitt führt.

Der effektive Strömungsquerschnitt F_{eff} ist dann definiert durch

$$Q = \frac{\Delta p}{W_D(N)} = F_{\text{eff}} \rho_0 w_0. \quad (23)$$

Das heißt: Wir ersetzen das wirkliche $T(r)$ -Profil, das noch von x abhängt, durch ein „mittleres“ rechteckiges Profil und vernachlässigen den Massetransport im heißen Teil.

Angenommen, die Bogenleistung N sinkt sprunghaft um ΔN , so nimmt der stationäre Strömungsquerschnitt W_D entsprechend um $\Delta W_D(N)$ ab. (Vgl. 6, 7, 10 und 12.) Das bedeutet nach (23) eine Erhöhung der effektiven Querschnittsfläche F_{eff} um ΔF . Es tritt eine Steigerung des Massetransportes Q um ΔQ ein. Wegen der Trägheit der nun zusätzlich zu beschleunigenden Gasmassen stellt sich die dem neuen Zustand (ΔN) entsprechende Strömung $Q + \Delta Q$ erst allmählich ein. Wir beschreiben das Anwachsen des hinzukommenden Strömungsanteiles ΔQ näherungsweise durch

$$\Delta Q = \Delta F \rho_0 w_0 (1 - e^{-t/\tau}). \quad (24)$$

Um die Zeitkonstante τ zu bestimmen, untersuchen wir den zeitlichen Verlauf der Strömung nach der zeitlichen Vergrößerung des Strömungsquerschnittes ΔF . Die Bernoulli'sche Gleichung für den instationären Fall lautet:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w_t^2}{2} \right) + \frac{\partial w_t}{\partial t} = 0. \quad (25)$$

Da w_t und w sind Funktionen von x und t . Daher wird die exakte Lösung der Gleichung sehr schwierig. Für ein vereinfachtes Modell und den Ansatz (24) bezogen wir uns mit einer Abschätzung: Damit sich der stationäre Endzustand einstellt, muß die durch die Querschnittsvergrößerung gestörte Druck- und Geschwindigkeitsverteilung wieder hergestellt werden. Dazu muß die anfangs ruhende, im stationären Strömungszustand aber mit der „mittleren“ Geschwindigkeit \bar{w} bewegte, in der zur Strömung neu hinzukommenden „Schicht“ mit dem Querschnitt ΔF enthaltene Gasmasse $\Delta m = \Delta F \cdot l \cdot \rho_m \approx \Delta F \cdot l \cdot \frac{p_1 + p_0}{2 R T_0}$ von $\bar{w}_t = 0$ auf \bar{w} beschleunigt [l = („effektive“) Düsenlänge, \bar{w} = „mittlere“ Geschwindigkeit, ρ_m = „mittlere“ Dichte]. Die beschleunigende Kraft ist $\Delta F(p_0 - p_1)$.

Damit lautet die Bewegungsgleichung:

$$\Delta F(p_0 - p_1) \approx \Delta F \cdot l \cdot \frac{p_1 + p_0}{2 R T_0} \frac{d\bar{w}_t}{dt}, \quad (26)$$

$$\frac{d\bar{w}_t}{dt} \approx \frac{p_0 - p_1}{p_0 + p_1} \frac{2 R T_0}{l}. \quad (27)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung $\bar{w} \rho_m = w_1 \rho_1$ folgt für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit $\rho_m = \frac{p_0 + p_1}{2 R T_0}$ und $\rho_1 = \frac{p_1}{R T_0}$

$$\bar{w} = \frac{2 p_1}{p_1 + p_0} w_1. \quad (28)$$

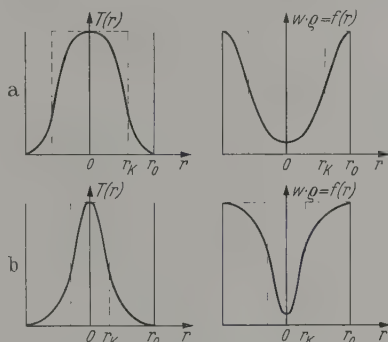


Abb. 11. Zur Berechnung des Trägheitseffektes. Temperatur $T(r)$ und Strömung $w(r) \cdot \rho(r)$. a) für große Ströme; b) für kleine Ströme. — etwa wirklicher Verlauf; - - - Modell

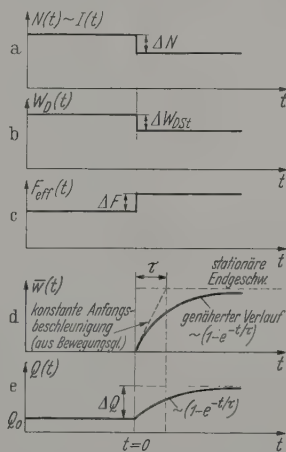


Abb. 12. Zur Einstellung eines neuen stationären Zustandes bei einer sprunghaftigen Änderung der Leistung. a) Leistung $N(t)$. b) Verlauf des stationären Widerstandes $W_D = f(t)$. c) Effektiver Strömungsquerschnitt $F_{\text{eff}} = f(t)$. d) Anwachsen der mittleren Geschwindigkeit $w_t(t)$ der neu zur stationären Strömung hinzukommenden Gasmasse $\Delta F \rho_m$. e) Verlauf der Strömung $Q = dm/dt = f(t)$

Die stationäre Ausströmungsgeschwindigkeit w erhält man aus (25) für $\frac{\partial w_t}{\partial t} = 0$ und $\rho = \frac{p}{R T_0}$:

$$\frac{R T_0}{p} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0. \quad (29)$$

Integration längs der Düsenlänge l ergibt, wenn wir uns auf große Druckunterschiede ($p_0 > 2 p_1$) beschränken, da dann $w_1^2 \gg w_0^2$, die stationäre Geschwindigkeit im Austrittsquerschnitt

$$w_1 = \sqrt{2 R T_0 \ln p_0 / p_1}. \quad (30)$$

(Die bei der Geschwindigkeitsberechnung benutzte Voraussetzung $T = T_0$ führt natürlich auf andere Werte als die Annahme adiabatischer Zustandsänderung, die bei einfachen Düsen Strömungen mit $w_1 \leq w_{\text{Schall}}$ ergibt. Wegen der Energiezufuhr durch den Lichtbogen liegt aber hier sicher keine adiabatische Zustandsänderung vor.)

Die mittlere stationäre Strömungsgeschwindigkeit wird dann nach (28)

$$\bar{w} = [2p_1/(p_0 + p_1)] \sqrt{2RT_0 \ln p_0/p_1}. \quad (31)$$

Mit der Kontinuitätsgleichung folgt aus (31) für die Strömung am Düseneingang

$$w_0 = (p_1/p_0) \sqrt{2RT_0 \ln p_0/p_1}.$$

Die Zeitkonstante τ , mit der sich die stationäre Strömung einstellt, erhält man näherungsweise unter der Annahme einer bis zur Erreichung von \bar{w} konstanten Beschleunigung $d\bar{w}_t/dt$ nach (27) aus

$$\frac{d\bar{w}_t}{dt} \cdot \tau \approx \bar{w}, \quad (\text{s. Abb. 12d})$$

mit (31) also:

$$\tau \approx l \frac{p_1}{p_0 - p_1} \sqrt{\frac{2 \ln p_0/p_1}{RT_0}}. \quad (32)$$

Damit wird z.B. für $p_0 = 10p_1$, $l = 5 \dots 10$ cm, $T = 300^\circ$ K und Luft ($R_L = 287$ Wsec/kg Grad): $\tau \approx 0,4 \dots 0,8 \cdot 10^{-4}$ sec.

Wir untersuchen nun, wie sich die Gasströmung Q entwickelt, wenn bei einem Strom der Form $J = J_{\text{max}} \cos 2\pi ft$ der stationäre Strömungswiderstand W_D , von seinem größten Wert im Strommaximum ausgehend, abnimmt. Zur Zeit $t=0$ sei $W_D = W_0$, d.h. $F_{\text{eff}} = F_0$, also

$$Q_0 = w_0 \varrho_0 F_0. \quad (33)$$

Bei $t=t_1=\Delta t$ werde N sprungartig um ΔN_1 , also W_D um ΔW_1 vermindert (s. Abb. 13), d.h. der effektive Strömungsquerschnitt wächst um ΔF_1 an. Also nach (24)

$$Q_1 = Q_0 + \Delta F_1 \varrho_0 \times \left. \begin{aligned} & \times w_0 (1 - e^{-(t-\Delta t)/\tau}). \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Entsprechend bei $t=t_2=2\Delta t$: Weiteres Sinken

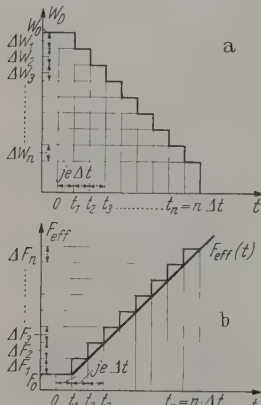


Abb. 13a u. b. a) Stufenweise Änderungen des stationären Strömungswiderstandes W_D und b) zugehörige Änderungen des effektiven Strömungsquerschnittes F_{eff}

von N um ΔN_2 und Abnahme des stationären Widerstandes um ΔW_2 , Anwachsen von F_{eff} um ΔF_2 :

$$Q_2 = Q_1 + \Delta F_2 \varrho_0 w_0 (1 - e^{-(t-2\Delta t)/\tau}). \quad (35)$$

Bei $t=t_n=n\Delta t$ erhält man dann:

$$Q_n = Q_0 + \sum_{v=1}^n \Delta F_v \varrho_0 w_0 (1 - e^{-(t-v\Delta t)/\tau}), \quad (36)$$

dabei ist (vgl. Abb. 13)

$$\Delta F_v = \left(\frac{1}{N} \right)_{t=v\Delta t} \Delta t.$$

Im Grenzübergang $n \rightarrow \infty$ [Übergang zum Integral] die Treppenkurve geht $\rightarrow F_{\text{eff}}(t)$, Abb. 13b) erhält man dann für den Gasstrom zur Zeit t :

$$Q(t) = w_0 \varrho_0 \left[F_0 + \int_0^t \left(\frac{dF}{dt} \right)_{t=\vartheta} (1 - e^{-(t-\vartheta)/\tau}) d\vartheta \right]. \quad (37)$$

Wenn keine Trägheit vorhanden wäre (also $\tau=0$) würde man erhalten:

$$Q_{\text{stat}}(t) = w_0 \varrho_0 \left[F_0 + \int_0^t \left(\frac{dF}{dt} \right)_{t=\vartheta} d\vartheta \right]. \quad (38)$$

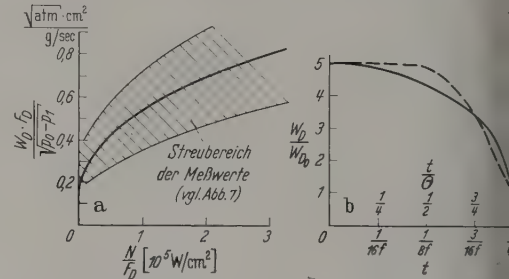


Abb. 14a u. b. Zur Herleitung von Gl. (50). a) Näherungsdarstellung des experimentell gefundenen Zusammenhanges $W_D \cdot F_D / (p_0 - p_1) = f(N/F_D)$ vgl. (41). b) Zeitlicher Verlauf von W_D für $J = J_{\text{max}} \cos 2\pi ft$. Nach (42) und (44) gilt: $W_D \approx W_{D0} (1 + (a-1) \sqrt{\cos 2\pi ft})$ mit $W_{D0} = B \cdot \frac{1}{2} \frac{p_0 - p_1}{F_D} = W_D(N=0) = W_D(t=1/4f)$. Beispiel $a=5$ (—). Für die Rechnung wird diese Funktion angenähert durch $W_D = W_0 [(a-1)(4ft)^2 + 1]$ mit $W_0 = \Delta p / \varrho_0 W_D$, $F_0 = a W_{D0}$ (---)

Zur Zeit des Stromnulldurchganges (für $J = J_{\text{max}} \cos 2\pi ft$ also bei $t=1/4f$) wird dann die Verringerung des Gasstromes durch den Trägheitseffekt:

$$\left. \begin{aligned} \Delta Q(t=1/4f) &= Q_{\text{stat}}(1/4f) - Q(1/4f) \\ &= w_0 \varrho_0 \int_0^{1/4f} F'(\vartheta) e^{-(1/4f-\vartheta)/\tau} d\vartheta, \\ \Delta Q(t=1/4f) &= w_0 \varrho_0 e^{-1/4f\tau} \int_0^{1/4f} F'(\vartheta) e^{\vartheta/\tau} d\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Nach (23) gilt für den effektiven Strömungsquerschnitt

$$F_{\text{eff}} = \frac{\Delta p}{\varrho_0 w_0 W_D(N(t))}. \quad (40)$$

Der stationäre Strömungswiderstand W_D ist für große Leistungsdichten (N/F_D) näherungsweise durch (11), (20) und (21) gegeben; s. Abb. 10. Der Wert bei $N=0$ hängt stark von der Form und den Abmessungen der Düse ab. Für einfache Rohrdüsen und Luft ist uns W_D aus den in Teil I dargestellten Versuchen als Funktion von N/F_D und $(p_0 - p_1)$ bei $p_1 = 1$ atm bekannt (s. Abb. 7). Die Messungen lassen sich 1. Näherung darstellen durch:

$$\left(\frac{W_D}{\text{atm sec/g}} \right) \approx \left(\frac{(p_0 - p_1)/\text{atm}}{(F_D/\text{cm}^2)} \right)^{1/2} (B + C \sqrt{(N/\text{Watt}) / (F_D/\text{cm}^2)}) \quad (41)$$

mit $B \approx 0,18$, $C \approx 10^{-3}$ (s. Abb. 14a).

Rechnet man mit konstantem Bogengradienten E so wird die in der Düse frei werdende Leistung:

$$N = E_D \cdot l \cdot J_{\text{max}} \cos 2\pi ft. \quad (42)$$

In Abb. 14b ist der aus (41) und (42) folgende zeitliche Verlauf des stationären Strömungswiderstandes für die Zeit nach dem Strommaximum dargestellt, d.h. das Verhalten, das sich ohne Trägheit ($\tau=0$) ergeben

de. Um einen ähnlichen zeitlichen Verlauf für $\frac{\Delta p}{\varrho_0 w_0 F_{\text{eff}}}$ und um einen leicht integrierbaren Ausdruck in Gl. (39) zu bekommen, setzen wir für F_{eff} näherungsweise an:

$$F_{\text{eff}} \approx F_0 [(a-1)(4ft)^8 + 1]. \quad (43)$$

$$a = \frac{W_D(N = N_{\text{max}})}{W_D(N = 0)} = f(N/F_D, p_0, p_1), \quad (44)$$

(41):

$$a \approx 1 + \frac{C}{B} \sqrt{\frac{N_{\text{max}}}{F_D}}.$$

mit erhält man den in Abb. 14b ebenfalls dargestellten Näherungsverlauf für W_D .

Aus (43) folgt mit $1/4f = \Theta$

$$F'(\vartheta) = F_0(a-1)8 \frac{\vartheta^7}{\Theta^8}. \quad (45)$$

aus (39):

$$\Delta Q(\Theta) = w_0 \varrho_0 e^{-\Theta/\tau} F_0 \frac{8(a-1)}{\Theta^8} \int_0^\Theta \vartheta^7 e^{\vartheta/\tau} d\vartheta. \quad (46)$$

aus ergibt sich, wenn man wiederholt partiell integriert und dann die höheren Potenzen von (τ/Θ) vernachlässigt:

$$\Delta Q(\Theta) \approx w_0 \varrho_0 F_0(a-1)8 \left(\frac{\tau}{\Theta} \right) \left(1 - 7 \left(\frac{\tau}{\Theta} \right) + \dots \right). \quad (47)$$

l. Näherung gilt — so lange $7(\tau/\Theta) \ll 1$, z. B. für 10^{-4} sec [vgl. (32)] und $f = 50 \text{ sec}^{-1}$ —

$$\Delta Q(\Theta) \approx w_0 \varrho_0 F_0(a-1)32f\tau. \quad (48)$$

stationären Fall ist die Gasströmung bei $J=0$

$$Q(\Theta) = w_0 \varrho_0 F_0 a.$$

Also wird die relative Verringerung der Gasströmung zur Zeit des Stromnulldurchganges infolge des Leuchtseffektes:

$$\frac{\Delta Q(\Theta)}{Q(\Theta)} \approx \left(\frac{a-1}{a} \right) 32f\tau. \quad (49)$$

den Fall großer Leistungsdichten, d. h.

$$a \approx \frac{C}{B} \sqrt{\frac{N_{\text{max}}}{F_D}} \gg 1,$$

lt man dann mit (32)

$$\frac{\Delta Q(\Theta)}{Q(\Theta)} \approx 32 \left(1 - \frac{B}{C} \sqrt{\frac{F_D}{E_B \cdot l \cdot J_{\text{max}}}} \right) \times \left(f \cdot l \cdot \frac{p_1}{p_0 - p_1} \sqrt{\frac{2 \ln p_0/p_1}{R T_0}} \right). \quad (50)$$

Wenn die Formel (50) wegen der starken Vereinfachungen, die bei ihrer Herleitung benutzt wurden,

auch nur eine rohe Abschätzung darstellen kann, so dürfte sie doch den Einfluß der entscheidenden Größen (Druck $[p_0, p_1]$, Frequenz $[f]$, Gasart $[R, E_B, B]$ und C — für Luft s. (41) —) Düsendimensionen und Leistung $[F_D, l, N_{\text{max}} = E_B \cdot l \cdot J_{\text{max}}]$ näherungsweise richtig wiedergeben, wie Erfahrungen in der Schaltertechnik zeigen: Der Rückstau ist klein bei kurzen Düsen, nicht zu hohen Stromdichten, großen Druckdifferenzen und niedrigen Frequenzen. Man sieht, daß infolge der Trägheit der Gasmassen also auch im Stromnulldurchgang eine erhebliche Strömungsverringering und damit eine Verminderung der Löschfähigkeit von Schaltern auftreten kann, bei denen die Lichtbogenenergie durch strömende Gase abgeführt wird.

Zusammenfassung

Die Abhängigkeit des stationären Strömungswiderstandes von der Leistung eines in einer Düse brennenden Lichtbogens wird experimentell untersucht. Der dabei gefundene Zusammenhang wird mit Hilfe vereinfachender Annahmen theoretisch begründet und auf die bei der Löschung von Wechselstrombögen vorliegenden Verhältnisse angewendet. Die durch die Trägheit der Gasmassen verursachte Behinderung der Strömung zur Zeit des Stromnulldurchganges wird abgeschätzt.

Herrn Dr. E. SCHMIDT möchte ich für Ratschläge, Frau M. FOX für Hilfe bei der Durchführung der Versuche herzlich danken.

Literatur: [1] KESSELRING, F.: Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Schaltgeräte, S. 123. 1950. — [2] BABIKOW, M. A.: Wichtige Bauteile elektrischer Apparate (deutsch 1954), S. 252, 303f. — [3] BIERMANN, J.: Hochspannung und Hochleistung, S. 444, 463. 1949. — [4] KESSELRING, F. u. F. KOPPELMANN: Arch. Elektrotechn. **30**, 71 (1936). — [5] ÜBERMUTH, W.: In J. BIERMANN u. O. MAYR, Hochspannungsforschung und Hochspannungspraxis, S. 319. 1931. — [6] HUDSON, A.: Engineer **200**, 249, 288 (1955). — [7] MAYR, O.: VDE-Fachber. **20**, 72 (1958). — [8] LABOURET, J.: C.I.G.R.É. Bericht No. 128, 1956. — [9] RIEGGER, H.: Z. techn. Phys. **5**, 577 (1924). — [10] SCHWETZKE, R.: ETZ-A **75**, 84 (1954). — [11] HOLM, R., B. KIRSCHSTEIN u. F. KOPPELMANN: Wiss. Veröff. Siemens-Konzern **13**, 66 (1934). — [12] SIROTINSKI, L. J.: Hochspannungstechnik, B. I, S. 278 (deutsch 1955). — [13] FINKELNBURG, W.: Chemie-Ing.-Technik **3**, 121 (1955). — [14] FINKELNBURG, W., u. H. MAECKER: Handbuch der Physik, Bd. XXII, S. 350. 1956. — [15] BURCKHARDT, G.: Z. Naturforsch. **3a**, 603 (1948). — KNOLL, M., F. OLLENDORFF u. R. ROMPE: Gasentladungstabellen, S. 41, 94. 1935. — BURHORN, F., u. R. WIENECKE: Plasmazusammensetzung, Plasmadichte, Enthalpie und spezifische Wärme von Stickstoff, Stickstoffmonoxyd und Luft bei 1, 3, 10 und 30 atm im Temperaturbereich zwischen 1000 und 30000° K (erscheint demnächst). [16] PRANDTL, L.: Führer durch die Strömungslehre, S. 153 u. 238ff. 1944.

Dr. KARL ZÜCKLER
Schaltwerk der Siemens-Schuckertwerke AG
Abt. TPh
Berlin-Siemensstadt

Ein elektronischer Zähler mit Großanzeige für Demonstrationsversuche

Von GÜNTER HORN, GÜNTER SAUERBREY und KLAUS TRADOWSKY

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. Juli 1960)

Einleitung

Elektronische Zähler werden überall dort verwendet, wo sehr rasch aufeinanderfolgende Ereignisse zu zählen sind, zu deren Registrierung das zeitliche Auflösungsvermögen mechanischer Zählwerke nicht ausreicht. Sie fanden zunächst in der Kernphysik Anwendung zur Zählung der nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen erfolgenden radioaktiven Prozesse. Voraus-

Betrieb der Großanzeige zu bauen. Statt dessen schlossen wir uns, einen neuen Zähler zu entwickeln, der von vornherein den gestellten Anforderungen entsprechen sollte.

Der guten Ablesbarkeit wegen muß die Größe leuchtenden Ziffern etwa $8 \times 12 \text{ cm}^2$ betragen. Zur Beleuchtung der Ziffern kommen nur Glühlampen 5 bis 10 W je Ziffer in Frage.

Die Großanzeige kann nach zwei verschiedenen Prinzipien aufgebaut werden. Erstens ist ein Zifferntableau denkbar, das der Ziffernanordnung am mechanischen Zähler entspricht (10zeilige Darstellung: nebeneinander 5 Spalten, die jeweils übereinander die Ziffern 0 bis 9 aufweisen, s. Abb. 1). Nach der Zählung leuchtet in jeder der 5 Spalten eine Ziffer, die zusammen, von links nach rechts gelesen, das Zählerergebnis liefert.

Die zweite Möglichkeit besteht in der einzelnen Darstellung des Zählerergebnisses. Vorteile der einzelnen Darstellung sind die bessere Lesbarkeit, die Ziffernfolge und die geringeren Abmessungen des Zifferntableaus. Dem steht der größere Aufwand gegen, der erforderlich ist, um in einem Zifferntableau eine von 10 verschiedenen Ziffern darzustellen.

Nicht zuletzt wegen ihrer Vorteile für Unterrichtszwecke entschieden wir uns für die 10zeilige Darstellung. Zum Beispiel ist bei der Zählung von Ereignissen, die nicht periodisch, sondern nach den Gesetzen der Statistik erfolgen, die Beobachtung der zeitlichen Folge der Ereignisse von Interesse. Es läßt sich diese Weise leicht demonstrieren, wie statistische Schwankungen bei Vergrößerung der Anzahl der registrierten Ereignisse ausgeglichen werden. Die leuchtende Verfolgung des Zählvorganges ist aber nur möglich, weil bei 10zeiliger Darstellung das Zählerergebnis bei jeder aus der Stellung der leuchtenden Ziffern auf dem Tableau erkennbar ist.

2. Elektrischer Aufbau des Zählers

Der elektronische Zähler besteht im wesentlichen aus einem Vorverstärker, der Tor- und Steuereinheit, 5 elektronischen Zähldekaden, einem nachfolgenden mechanischen Zählwerk und einer Synchronuhr mit Zeitvorwahl (Abb. 2). Zähldekaden, mechanisches Zählwerk und Synchronuhr sind austauschbare Steckeinheiten.

Der Vorverstärker ist so ausgelegt, daß der Zähler bei sinusförmigen Spannungen von 10 Hz bis 2 MHz auf eine Signalgröße von 50 mV anspricht.

Nach dem Vorverstärker und dem Eingangsimpedanzformer folgt ein elektronischer Schalter, durch den die Zähldekaden vom Eingang getrennt werden können. Der elektronische Schalter (Torstufe und Schaltstufe, s. Abb. 2) kann von Hand mit zwei Druckknöpfen oder mit von außen zugeführten elektrischen Impulsen in Tätigkeit werden. Mit zwei einstellbaren Triggerstufen läßt sich die erforderliche Mindestgröße des von außen zugeführten Steuersignals einstellen.

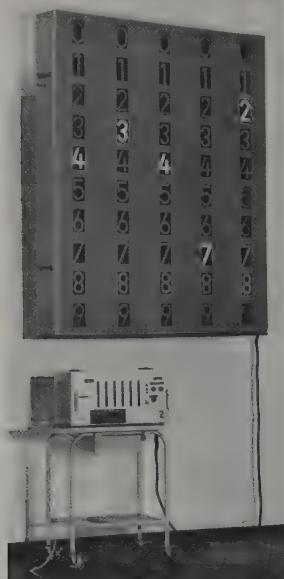


Abb. 1. Elektronischer Zähler mit großem Anzeigetableau

setzung für ihre Anwendung ist jedoch lediglich, daß das zu registrierende Ereignis ein elektrisches Signal auslöst, auf das der Zähler anspricht.

Weite Verbreitung haben elektronische Zähler inzwischen bei Frequenz- und Zeitmessungen gefunden und bei all den Meßproblemen, die sich auf Frequenz- und Zeitmessungen zurückführen lassen. Das Prinzip der elektronischen Frequenzmessung besteht darin, während einer genau begrenzten Zeit (z. B. 1 sec) die Periodenzahl eines elektrischen Signals der zu messenden Frequenz zu zählen. Zur Zeitintervallmessung wird der Vorgang umgekehrt, indem während des zu messenden Zeitintervalls die Periodenzahl einer bekannten Frequenz gezählt wird.

1. Anforderungen an eine Großanzeige

Im vorliegenden Fall sollte ein Zähler, an den sonst keine speziellen Ansprüche gestellt wurden, mit einer Großanzeige versehen werden. Die Ziffernanzeige muß in einem 1000 Personen fassenden Hörsaal bei eingeschalteter Saalbeleuchtung von allen Plätzen aus gut ablesbar sein. Prinzipiell bestand die Möglichkeit, für einen handelsüblichen Zähler ein Zusatzgerät zum

Für den Betrieb des Zählers mit Zeitvorwahl ist die Synchronuhr eingebaut, die Zählzeiten von 10 bis 1 sec einzustellen erlaubt.

In der Stellung „Impulsvorwahl“ wird die Torstufe (er geschlossen, nachdem eine vorgewählte Impulsaufgelaufen ist. Die während der Zählung mit laufende Synchronuhr zeigt die dafür benötigte Zeit. Diese Betriebsart wird bei kernphysikalischen Experimenten wegen des konstanten statistischen Fehlers gewählt.

Von den 5 elektronischen Zähldekaden besitzt die eine Auflösungsvermögen von $0,5 \mu\text{sec}$, die maximal zulässige Zählfrequenz für periodische Impulse beträgt also 2 MHz.

Die Schaltung der elektronischen Zähldekaden (Abb. 3) lehnt sich an die in der Literatur zugänglichen Schaltungen an [2]. Durch Verwendung stromstarker Trioden gelang es ohne wesentlichen Mehraufwand, die Zählfrequenz auf 2 MHz zu bringen.

Anschluß des Demonstrationstableaus an die elektronischen Zähldekaden

Die Ankopplung der Glühlampen des Demonstrationstableaus an die elektronischen Zähldekaden erfolgt über Relais (Abb. 4). In jeder Zähldekade sind über Trennstufen 4 Kleinsignaltransistoren an je eine Anode der 4 bistabilen Multivibratorstufen geschaltet.

Die Relais benötigen einen Betriebsstrom von 5 mA. Es wäre daher möglich gewesen, den Anodenstrom der Multivibratorstufen unmittelbar zur Erregung der Relais auszunutzen. Das hat aber mehrere Nachteile. Erstens entstehen an der Erregwicklung der Relais beim Öffnen und Schließen große Spannungsspitzen, die Fehlzählungen zur Folge haben können. Durch Abkoppeln mit großen Kondensatoren läßt sich diese Störung jedoch beseitigen. Unangenehm ist ein anderer Mangel, der auftritt, wenn bei Erhöhung der Zählfrequenz über 10 Hz die Relais nicht mehr folgen können. Mittel fließt dann durch die Erregerspulen Hälfte des vollen Anodenstromes der Multivibratoren. Dabei fallen die Relais jedoch noch nicht ab, sondern bleiben haften, so daß bei den Zählfrequenzen beliebige Anzeigeziffern auftreten. Erst nach Beendigung des Zählvorganges leuchtet dann die richtige Ziffer auf. Das ist aber bei Demonstrationsversuchen störend, da der Hörer kann den Eindruck gewinnen, der Zähler sei stehengeblieben. Trennt man Relais und Zählmultivibratoren durch eine Röhre, so vermeiden sich diese Schwierigkeiten umgehen (Abb. 4, Rö I bis IV). Die negative Spannung U_g ist so gewählt, daß die Röhren bei hohen Zählfrequenzen, also bei einer mittleren Gitterspannung U_g , sicher gesperrt sind. Bei hohen Zählfrequenzen fallen daher immer sämtliche Relais der Dekade sicher ab. Bei der in Abb. 4 dargestellten Schaltung der Relaiskontakte hat das die Folge, daß alle Glühlampen in der zugehörigen Dekade des Demonstrationstableaus verlöschen. Die

Kondensatoren an den Gittern der Röhren I bis IV stellen zusammen mit den Koppelwiderständen eine Zeitkonstante von etwa 20 msec dar und verhindern das Flattern der Relais bei Frequenzen über 50 Hz.

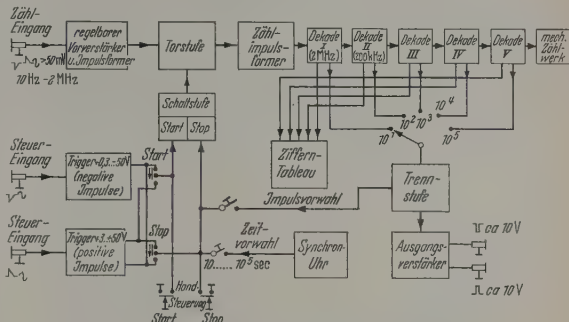


Abb. 2. Blockschaltbild des elektronischen Zählers

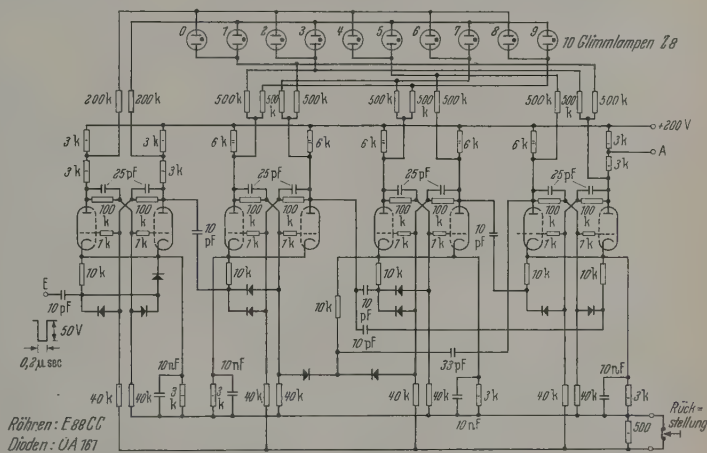


Abb. 3. 2 MHz-Zähldekade mit Glühlampenanzeige. Relais und Trennröhren für die Glühlampen des Demonstrationstableaus sind nicht eingezeichnet

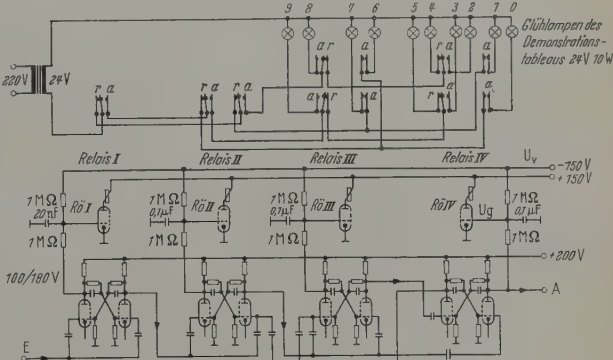


Abb. 4. Ankopplung der Glühlampen des Demonstrationstableaus an die elektronische Zähldekade (Abb. 3) über Trennröhren und Relais

In Stellung „0“ der Zähldekade hat lediglich Relais IV angezogen, in anderen Stellungen können 2 oder auch 3 Relais arbeiten. Die dadurch auftretenden Stromschwankungen erfordern eine gesonderte Gleichspannungsversorgung für die Relais.

Das Demonstrationstableau wird über ein 52adriges Kabel mit dem Zähler verbunden.

4. Beschreibung einiger Vorlesungsversuche

1. Messung der Halbwertszeit des radioaktiven Silbers (Aktivierungsanalyse)

Die meisten kernphysikalischen Experimente erfordern die Anzeige der Zahl der radioaktiven Zerfälle. Die radioaktive Strahlung wird daher in einem Indikator, z. B. einem Geiger-Müller-Zählrohr, in elektrische Impulse umgesetzt, die verstärkt werden und dann entweder akustisch zur Anzeige gebracht oder gezählt oder nach Integration mit einem Zeigerinstrument angezeigt werden.

Die akustische Anzeige reicht nur für qualitative Darstellungen aus. Die Verarbeitung der Impulse in

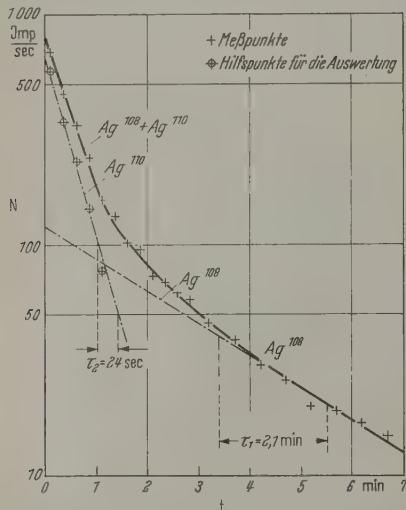


Abb. 5. Graphische Bestimmung der Halbwertszeiten der Silberisotope Ag^{108} und Ag^{110} aus der Abklingkurve des Isotopengemisches (Aktivierungsanalyse)

einem Integrator gestattet, die Teilchenzahl bzw. die Teilchenzahl je Zeiteinheit mit einem Zeigerinstrument anzuzeigen. Für den Hörer am durchsichtigsten ist die Registrierung der vom Geiger-Müller-Zählrohr abgegebenen Impulse mit einem elektronischen Zähler. Dieses Verfahren liefert die Meßergebnisse mit großer Genauigkeit, zeigt aber andererseits auch den einzelnen Elementarprozeß und die statistische Folge der Elementarprozesse. Die augenfällige Verbindung zwischen dem physikalischen Vorgang und der Anzeige erspart überdies jede Erklärung der elektronischen Apparatur, so daß sich Vortragender und Hörer ganz auf das behandelnde physikalische Problem konzentrieren können.

Als Beispiel für die Anwendung eines Demonstrationszählers in der Kernphysik soll eine Silberaktivierung mit thermischen Neutronen und die Messung der Halbwertszeit der entstehenden radioaktiven Silberisotope beschrieben werden. Unter einer Aktivierung verstehen wir die Umwandlung eines stabilen Nuklides durch den Einfang thermischer Neutronen in ein anderes Nuklid, das eine radioaktive Strahlung aussendet.

Derartige Messungen haben als Aktivierungsanalyse praktische Bedeutung erlangt [3], [4]. Bei diesem Analysenverfahren wird die zu untersuchende Probe mit thermischen Neutronen aktiviert. Wenn die von

den entstandenen radioaktiven Nukliden emittierte Strahlung die Identifizierung dieser Nuklide gestattet, kann daraus auf den Gehalt an der zugehörigen brennbaren Muttersubstanz in der Probe geschlossen werden.

Für die Aktivierung der Silberisotope gilt folgende Tabelle (in Klammern sind die natürliche Häufigkeit der stabilen Isotope in %, deren Einfangquerschnitt für thermische Neutronen in $10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$ die Halbwertszeit des aktivierten Isotops angegeben).

Tabelle. Aktivierung der natürlichen Silberisotope und der entstandenen radioaktiven Isotope

1. $\text{Ag}^{107}(n, \gamma) \text{Ag}^{108}$ (51,4%; $\sigma = 44 \text{ barn}$)
 $\text{Ag}^{108} \xrightarrow{\gamma} \text{Cd}^{108} + e^-$ ($\tau_1 = 2,3 \text{ min}$)
2. $\text{Ag}^{109}(n, \gamma) \text{Ag}^{110}$ (48,6%; $\sigma = 110 \text{ barn}$)
 $\text{Ag}^{110} \xrightarrow{\gamma} \text{Cd}^{110} + e^-$ ($\tau_2 = 24 \text{ sec}$)
3. $\text{Ag}^{109}(n, \gamma) \text{Ag}^{110m}$ (48,6%; $\sigma = 3,2 \text{ barn}$)
 $\text{Ag}^{110m} \xrightarrow{\gamma} \text{Cd}^{110} + e^-$ ($\tau_3 = 253 \text{ d}$)

Zur Demonstration werden die Fälle 1 und 2 verwendet; Fall 3 scheidet wegen der langen Halbwertszeit aus.

Wird die Aktivierungszeit zu etwa $5\tau_1 \approx 10 \text{ min}$ gewählt, so ergibt sich praktisch die Sättigungssättigung (die Aktivierungsrate ist dann gleich der Zerfallsrate). Abb. 5 zeigt die gemessene Abklingkurve, die sich daraus ergebenden Halbwertszeiten. Die Meßzeit τ_M betrug bei der dargestellten Messung im Mittel $\tau_M = 10 \text{ sec}$, die Wiederholungszeit, d. h. der Abstand eines Meßpunktes vom nächsten, 15 sec.

Für den Aktivierungsversuch wird ein Zylinder aus 0,5 mm dickem Silberblech von 25 mm Durchmesser und 110 mm Länge verwendet. Die Neutronen werden von einer 100 mC Polonium-Beryllium-Quelle emittiert (zum Zeitpunkt der Messungen emittierte Quelle etwa $6 \cdot 10^5$ Neutronen je sec.). Die Quelle ist in einem als Moderator dienenden Paraffinblock der Größe $200 \times 300 \times 400 \text{ mm}^3$ eingebettet. Damit die Neutronen den Paraffinblock nicht verlassen können, ist er mit 1 mm Cadmiumblech umgeben. Die Dosisleistung der γ -Strahlung, die bei der (n, γ)-Reaktion des Cadmiums entsteht, beträgt an der Oberfläche des Gefäßes 0,25 mr/h.

Die β -Strahlung des Cd^{108} und Cd^{110} wurde mit einem Zählrohr FH 40 (Firma Friessecke und Hoepfner) gemessen. Die Zählrohrimpulse werden verstärkt und zum Demonstrationszähler weitergegeben, das Zählerergebnis angezeigt wird.

2. Zeitmessung

Wie bereits in der Einleitung beschrieben, lassen sich mit einem elektronischen Zähler Zeitmessungen ausführen, indem während des zu messenden Zeitintervalls die Periodenzahl einer Normalfrequenz gezählt wird. Für die Anwendung der elektronischen Zeitmessung in einer Experimentalvorlesung ist es zweckmäßig, mehrere dekadisch gestaffelte Normalfrequenzen (etwa 10^2 bis 10^5 Hz) zu verwenden, so daß eine Einheit des Zählergebnisses 10^{-2} bis 10^{-5} sec beträgt.

Die Normalfrequenz wird dann so gewählt, daß das Zählergebnis von der Größenordnung 10^2 bis 10^4 ist. Die Unsicherheit von einem Zählimpuls, die bei der Zeitmessung mit einem elektronischen Zähler resultiert, ist bei einem dreistelligen Zählergebnis von untergeordneter Bedeutung. Anders

ist es unvorteilhaft, die Meßzeit durch eine mehr-
reistellige Zahl anzuzeigen. Selbst kleine relative
ungen des Ergebnisses ergeben dann große abso-
Zahlenunterschiede, die ein ungeübter Beobachter
deuten kann.

Die eigentliche Problem bei der Zeitmessung mit
elektronischen Zähler besteht darin, Beginn und
Ende der Zählung festzulegen. Bei langen Meßzeiten
eine Steuerung von Hand möglich mit den dabei
entstehenden subjektiven Fehlern. Ist die Meßzeit kurz,
wird eine größere Genauigkeit gefordert, so muß
der messende Vorgang selbst die notwendigen
Steuerimpulse liefern. Im folgenden werden einige
Versuche mit der dazugehörigen Impulserzeugung
gegeben.

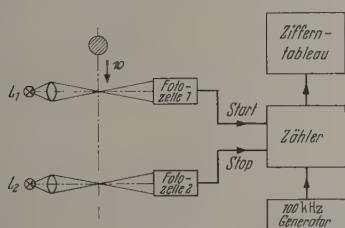


Abb. 6. Messung der Fallgeschwindigkeit mit dem elektronischen Zähler. Gemessen wird die Zeit, die vom Durchbrechen der Lichtschranke L_1 bis zum Durchbrechen der Lichtschranke L_2 vergeht.

5. Messung einer Geschwindigkeit

Abb. 6 zeigt einen Versuchsaufbau zur Messung der
Fallgeschwindigkeit eines fallenden Körpers. Der Kör-
per durchbricht nacheinander die Lichtschranken L_1
 L_2 , die den Start- und Stopimpuls an den Zähler
senden. Aus dem Abstand der Lichtschranken und der
vom Zähler angezeigten Fallzeit ergibt sich dann die
Fallgeschwindigkeit.

Die von den Fotozellen bei ihrer Belichtungsunter-
brechung abgegebenen Steuerimpulse werden über ab-
geschirmte Kabel dem Zähler zugeführt. Um den Ein-
fluß der Kabelkapazität genügend klein zu halten,
wird die Fotozelle mit einem Verstärker mit Kathoden-
folgerausgang zu einer Baueinheit zusammengefaßt.
Trotz des kleinen Ausgangswiderstandes eines Ka-
thodenfolgers können dann selbst bei sehr kurzen
Verbindungskabeln lange Verbindungskabel verwendet werden.

6. Messung der Schallgeschwindigkeit

Für die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit
des Schalles in Luft läßt sich ein Versuchsaufbau ver-
wenden, der dem eben beschriebenen ähnlich ist. Die
Bewegung des fallenden Körpers übernimmt jetzt eine Schall-
quelle, die Erzeugung der Steuerimpulse wird von zwei
Mikrophonen vorgenommen. Die beiden Mikrophone
sind z. B. in einem Abstand von 10 m aufgestellt.
Ein Knall, der in der Verbindungslinie der Mikrophone
entsteht (z. B. durch Zusammenschlagen von zwei
Hämmern), erreicht die Mikrophone zu verschiedener
Zeit. Die Zeitdifferenz wird gemessen, indem Mikro-
phon 1 den Startimpuls und Mikrophon 2 den Stop-
impuls liefert. Da ein Mikrophon einen Knall nicht als
einen einzigen elektrischen Impuls, sondern als abklingende
Schwingung wiedergibt, wird in einem Impulsformer

aus der ersten negativen Halbwelle dieser Schwingung
der Steuerimpuls abgeleitet (Abb. 7). Die bistabilen
Multivibratoren (Rö 1, Rö 2) werden durch die jeweils
erste Halbwelle der auflaufenden Schwingung in ihre
zweite stabile Lage gekippt und geben dabei die be-
nötigten Steuerimpulse ab. Alle weiteren am Eingang
eintreffenden Signale können die Multivibratoren nicht
mehr beeinflussen. Die Rückstellung in den Ausgangs-
zustand ist durch Öffnen der Taste T möglich.

Auf sehr einfache Weise ließ sich auch die Schall-
geschwindigkeit verschiedener Gase bestimmen. Dazu

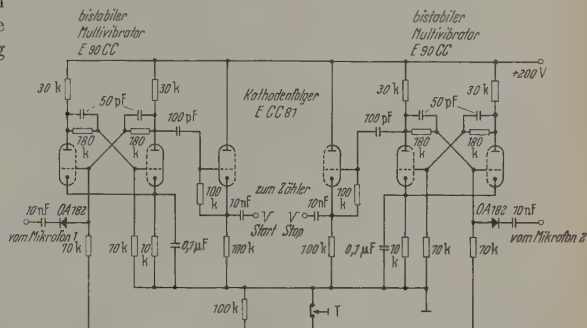


Abb. 7. Impulsformer zum Steuern des elektronischen Zählers bei der Schallgeschwindigkeitsmessung

wurden die Mikrophone nahe aneinandergerückt und
ein mit dem Versuchsgas gefüllter Luftballon da-
zwischengehalten. Da der größte Teil des Weges
zwischen den Mikrophonen vom Luftballon eingenom-
men wird, mißt man in dieser Anordnung die Schall-
geschwindigkeit des Versuchsgases. Schwierigkeiten
können nur bei Gasen mit kleiner Schallgeschwindig-
keit auftreten. In diesem Fall ist dafür zu sorgen, daß
die um den Ballon herumgebeugte schnellere Schall-
welle das zweite Mikrophon nicht erreicht.

Zusammenfassung

Mit Hilfe elektronischer Zähler werden heute viel-
fältige Meßprobleme bewältigt. Um solche Messungen
einem größeren Hörerkreis vorzuführen, wurde ein
Zähler mit Großanzeige gebaut, der seit dem Sommer-
semester 1958 in der großen Experimentalphysik-Vor-
lesung an der Technischen Universität Berlin verwen-
det wird. Wirkungsweise und einige Anwendungen
dieses Zählers sind hier beschrieben worden.

Die Verfasser danken Herrn Prof. Dr. H. BOERSCH
für die Anregung zu dieser Arbeit und dem Bundes-
ministerium für Atomkernenergie und Wasserwirt-
schaft für die Bereitstellung der erforderlichen Mittel.

Literatur: [1] SCHNEIDER, H.: *Elektronik* 7, 201, 281
(1958). — [2] KRETZMANN, R.: *Schaltungsbuch der industriellen
Elektronik*. Berlin: Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik
1955. — [3] BOYD, G. E.: *Analyt. Chem.* 21, 335 (1949). —
[4] MEINKE, W. W., and RICHARD E. ANDERSON: *Analyt.
Chem.* 25, 778 (1953).

GÜNTER HORN, GÜNTER SAUERBREY
und KLAUS TRADOWSKY,
I. Physikalisches Institut
der Technischen Universität Berlin

Buchbesprechungen

IUTAM-Symposium: Grenzschichtforschung, Freiburg i. Br. 1957, Hrsg. Prof. Dr. H. GÖRTLER. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958. 411 S. u. 206 Abb. Geb. DM 67.50.

Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen über den Aufbau und das Verhalten von Reibungsschichten bilden noch immer ein höchst aktuelles Hauptforschungsgebiet der Strömungsmechanik. Welche Fortschritte in den Grundlagen seit der letzten größeren Sammlung von Beiträgen der Fachleute auf diesem Gebiet an den verschiedensten Stellen erarbeitet wurden, erkennt man aus dem Vergleich der Festschrift „50 Jahre Grenzschichtforschung“ (Bespr. s. Z. angew. Phys. 9, 151 (1957) mit dem vorliegenden Buch. Dieses enthält die 32 Vorträge und 21 Diskussionsbemerkungen einer in beschränkter Anzahl international ausgewählten Gruppe von Grenzschichtforschern. Die Themen erstrecken sich über den ganzen Bereich der Probleme bei Grenzschichten: turbulent, in geraden und gekrümmten Diffusoren, in dissoziierenden und in verdünnten Gasen bei hohen Machzahlen, eben und dreidimensional mit Absaugung und mit transversalen Temperaturgradienten, instationär und bei Zwei-Phasenströmung. Nach wie vor stand der Übergang in die turbulente Bewegungsform im Schwerpunkt des Interesses — naturgemäß, weil der Übergang in einen Bereich von solchen Bewegungsformen, deren Wesen man noch nicht völlig durchschaut, im allgemeinen wie jeder Übergang in einen unbekannten Bereich voller Probleme und Fragezeichen steckt. Die Situation scheint hier ähnlich der der Physik bei der Frage der Energieverteilung in einem Strahlungshohlraum vor der Entdeckung PLANCKS zu sein. Sie ist hier vermutlich deshalb schwieriger, weil die charakteristischen Längen der Singularitäten (Wirbel) nicht wie dort klein sind gegenüber den räumlichen Abmessungen (der Grenzschichten oder röhrenförmigen Führungen).

Wer sich aus erster Hand über den neuesten Stand (von 1957) der Grenzschichtforschung in gesammelter Darstellung informieren lassen will, muß dieses Buch zur Hand nehmen.

H. ST. STEFANIAK

Schlichting, H., und E. Truckenbrodt: Aerodynamik des Flugzeuges. Bd. 1: Grundlagen aus der Strömungsmechanik, Aerodynamik des Tragflügels (Teil I). 455 S. u. 260 Abb. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1959. Geb. DM 52.50.

Die ersten drei Viertel des ersten Bandes dieses zweibändig angelegten Werkes bilden davon den ersten Hauptabschnitt. Sie stellen ein auf die zwei folgenden Hauptabschnitte zugeschnittenes Lehrbuch der Strömungsmechanik dar, welches die dafür notwendigen theoretischen Grundlagen zunächst der idealisierten, dann der kompressiblen und schließlich der reibungsbehafteten Flüssigkeit vermittelt. Im Hinblick auf ihre Rolle bei der Erzeugung der Luftkräfte — und einem besonderen Arbeitsgebiet der Verff. entsprechend — sind die laminaren und turbulenten Reibungsschichten sehr eingehend dargestellt. Dem eigentlichen Gegenstand des Titels ist erst das letzte Viertel gewidmet. Es befaßt sich mit der Aerodynamik des Tragflügels und behandelt nach einer Einführung (Geometrie des Tragflügels, die auf ihn wirkenden Luftkräfte sowie deren Zusammenhang mit seinem Bewegungszustand) den Tragflügel unendlicher Spannweite bei inkompressibler Strömung. Hierbei wird im Anschluß an die *Grundlagen der Theorie des Auftriebes* und an die *Profiltheorie nach der konformen Abbildung der Profiltheorie nach der Singularitätenmethode* ein breiter Platz eingeräumt — als Singularitäten werden nur Potentialwirbel und -quelle eingeführt.

Der angehende Physiker, der sich vor der Bearbeitung praktischer Aufgaben mit den grundlegenden Vorstellungen der Strömungsmechanik befassen möchte, sucht in den meisten Lehrbüchern der Physik vergeblich nach einer Darstellung, wenn auch nur des Prinzipiellen gerade der Singularitätenmethode. Das Eigenartige an diesem auch praktisch immer wichtiger werdenden modernen mathematischen Verfahren, die durch die Berandungen fester Körper geführte Strömung zu behandeln, besteht in der Tatsache, daß dabei der Begriff des festen Körpers überhaupt nicht vorkommt. Man betrachtet den ganzen Raum als gleichmäßig mit einem kontinuierlichen flüssigen oder gasförmigen Medium erfüllt. Anstelle des festen Körpers tritt dann eine stabile Konfiguration von Singularitäten. Diese existieren nicht als statisches Gebilde

im Raume sondern als gesetzmäßig festgelegte *Elementarformen* der Bewegung des ganzen Kontinuums. Dem ist also z.B. ein ebener Potentialwirbel nicht ein räumlich abgrenzbares Ding — das nach außen hin eine Geschwindigkeit „induziert“, oder, dessen „Wirkung auf seine Umgebung untersucht werden kann —, sondern er ist definitorisch dann vorhanden, wenn jede Stelle des Kontinuums durch das definierende Gesetz zugewiesene Geschwindigkeit nach Größe und Richtung (= Feldgröße) aufweist. man trotzdem als Symbol für den den ganzen Raum erfüllenden Vorgang einen geeignet gekennzeichneten Punkt führt und hiermit dem Wirbel einen „Teilchen“ charakter zuordnet, so ist dieses Vorgehen dadurch gerechtfertigt in dem betroffenen Punkt das zur Beschreibung der Gemäßigkeit verwendete Polarkoordinatensystem seinen sprung hat. Für den Strömungsmechaniker haben diese Singularitäten den Charakter von Elementarteilchen. Elementarcharakter entsprechend, kann man durch geeignete der jeweiligen Geschwindigkeit angepaßte räumliche Distribution der Singularitäten die Strömung um jede technisch vorgegebene Kontur z.B. Tragflügel oder Rumpf beherrschen. Dies wird in dem vorliegenden Buch in der Theorie gegeben und in der neueren, auf die Praxis ausgerichteten Anwendung eingehend vorgeführt, wobei die Ergebnisse — wie an vielen anderen Stellen auch — dem experimentellen Befund gegenübergestellt werden. Gerade durch die umfangreiche geschlossene Darstellung dieses Gegenstandes in einem Buch schließt diese Monographie eine von dem grundlegenden Informationen suchenden Studierenden bedeutsam empfundene Lücke. Auch der fertige Ingenieur, gleichgültig wie sich mit dem Flugzeug oder aerodynamischen Problemen Strömungsmaschinen zu beschäftigen hat, wird das Buch Gewinn zur Hand nehmen. Hervorzuheben sind die in der knappen und präzisen Sprache, die vorzügliche Ausstattung, sorgfältig ausgeführten und mit ausführlichen Bildunterschriften versehenen Zeichnungen und Diagramme und zuletzt das ausführliche Schriftumsverzeichnis am Schluß eines jeden Kapitels.

H. STEFANIAK

Proceedings of the second united nations international conference on the peaceful uses of atomic energy. Vol. 1: Physics in Nuclear Energy. Genf: United Nations Publication 1958. 476 S. mit zahlreichen Abbildungen. \$ 12.50.

Den kernphysikalischen Grundlagen für die Nutzung der Kernenergie sind die Bände 14 und 15 der Genfer Konferenz 1958 gewidmet. Band 15 behandelt hiervon in seinem ersten Drittel im wesentlichen Neutronenreaktionen und ihre Anwendung auf die Ermittlung der Eigenschaften von Kernniveaus. Messungen von Streu-, Absorptions- und Wirkungsquerschnitten für Neutronen verschiedener Energien werden ausführlich beschrieben und meist mit theoretischen Vorstellungen, vor allem mit dem optischen Kernmodell verglichen. Ausgesprochen theoretische Arbeiten betreffen die Streuung von Neutronen und Protonen an verschiedenen Kernen und (n, γ)-Reaktionen, bei denen direkte Wirkungen eine große Rolle spielen. Lage und andere Eigenschaften von Kernniveaus werden durch Analyse des gesamten und gegebenenfalls des Spaltquerschnitts als Funktion der Neutronenenergie erschlossen. — Der verbleibende Teil des Bandes bringt Arbeiten zur Physik der Kernspaltung. Gekennzeichnet durch die ersten Genfer Konferenz 1955 ist die Zahl der Arbeiten gewaltig gewachsen; fast zu jedem Gebiet der Kernphysik wurden Beiträge gebracht. Zu den interessantesten experimentellen Ergebnissen gehören der Verlauf der Spaltwahrscheinlichkeit bei effektiv negativen Energien und der Geschosneutronen (gemessen mit Hilfe von Deuteronen) und die Gesetzmäßigkeiten bei der Anisotropie der Bruchstrahlung. Diese Ergebnisse stützen die Vorstellung, daß bei der Spaltung nur sehr wenige Reaktionskanäle offenstehen. Berichte geben ausgezeichnete Überblicke über den Stand der einiger Teilgebiete (relative Wahrscheinlichkeiten von α - und Neutronenemission, Verteilung der Spaltprodukte hinsichtlich ihrer Massen bei Photospaltung, prompten Neutronen) zur Zeit der Konferenz, zumal die Literaturverzeichnisse hier besonders reichhaltig sind. Die Beiträge zur Theorie der Spaltung vermögen immer noch kein geschlossenes Bild dieser komplizierten Kernreaktion zu geben. A. KRAUS

Verzeichnis der Originalarbeiten und der zusammenfassenden Berichte geordnet nach Sachgebieten

1. Mechanik

1.1. Vakuumtechnik

ERS, H., und J. MOLL: Eine Metallapparatur für Versuche in Ultrahochvakuum (UHV). 324
HENBACH, H., und H. DREIZLER: Über den Einfluß von Querschnittsänderungen und Gittern in Kanälen auf Stoßellen. 62

1.2. Ultraschall

E., Asymmetrisch verbreiterte Emissionslinien in den Phonolumineszenzspektren wäßriger Salzlösungen. 423

2. Wärme

E., und I. HERTWECK-CRONE: Zur Berechnung nichtstationärer Temperaturverteilungen in geschichteten Medien mit elektronischen Analogrechnern. 184
Z, W., und K.-H. BODE: Ein einfaches Relativ-Verfahren zur Messung der Wärmeleitfähigkeit kleiner Metallproben. 21
EPE, W., Bestimmung der thermischen Kenngrößen schlecht wärmeleitender Stoffe mit einer Zweiplattenapparatur ohne Schutzring. 508

3. Elektrizität und Magnetismus

3.1. Meß- und Verstärkertechnik

CKER, D.: Ein Spektrometer für paramagnetische Elektronenresonanz mit verschiedenen Nachweismethoden. 306
E-LEIBNITZ, H.: Zur impulsmäßigen Beschreibung des Ausschlags von Verstärkern. 97
ER, E., H.-W. HELBERG und S. VOGEL: Hallraummeßtechnik und Bau eines großen Hallraumes für elektromagnetische Wellen. 337
ENHAGEN, H., und K.-H. SIMON: Experimentelle Untersuchung der Amplitudenverteilung des Funkelrauschens. 95

3.2. Dielektrische und magnetische Eigenschaften der Stoffe

CKER, D., und E. LUTZE: Paramagnetische Elektronenresonanz in Lösungen. 354
R., Über Beziehungen zwischen dem Schaltkoeffizienten und der Grenzfrequenz ferromagnetischer Werkstoffe. 364
NER, R.: Schichtwandabstände in dünnen SiFe-Proben mit Würfeltextur. 107
INGER, G.: Dielektrische Nachwirkungserscheinungen in paramagnetischen Bariumtitanaten. 410
ND, J., O. KLÜBER und H. WULF: Eine Anlage zur Erzeugung kurzzeitig konstanter, starker Magnetfelder. 393
TKELLER, E.: Eine anschauliche Darstellung der kohärenten Magnetisierungsregung in dünnen ferromagnetischen Schichten. 257
E, H., Der Einfluß innerer magnetischer Kopplungen auf die Gestalt der Preisach-Funktionen hochpermeabler Materialien. 502
KE, G., und J. JAUMANN: Bewegungen der Blochwände in Ultraschallfeldern. 289
AGEL, F., und G. KLAGES: Ein Hohlrohrinterferometer zur dielektrischen Untersuchungen an verdünnten Lösungen klarer Molekeln. 202
LE, W., Messung der komplexen Dielektrizitätskonstante von Seignettesalz bei der Frequenz 10 GHz in Abhängigkeit von der Temperatur und einer elektrischen Vorspannung. 148
INKEL, G.H.: Zur Theorie der Druckkräfte in polaren elektrischen inhomogenen elektrischen Feld. 525

MÜSER, H.E.: Messung der dielektrischen Nicht-Linearität von Seignettesalz. 300

MURRMANN, H., und CHR. SCHWINK: Homogene Magnetfelder für optische Untersuchungen ferromagnetischer Proben. 155

SCHNEIDER, F., Messung der Sättigungsmagnetisierung von Ferriten durch ferromagnetische Resonanz. 447

SEIDEL, H.: Ein Verfahren zur Analyse der magnetischen Vorgeschichte einer ferromagnetischen Meßprobe mit Hilfe des Preisach-Diagrammes. 493

STEPHAN, W.: Kleinwinkelkornengrenzen als Bewegungshindernisse für Blochwände in Siliziumeisen. 398

3.3. Elektrizitätsleitung in festen Körpern, Halbleiter

BALLMOOS, F. v.: Untersuchungen an supraleitenden einlagigen Spulen und an Hohlzylindern bei kreisförmiger Strombelastung. 1
BOLL, R.: Wirbelstrom- und Spinrelaxationsverluste in dünnen Metallbändern bei Frequenzen bis zu etwa 1 MHz. 212
BÖER, K.W., und U. KÜMMEL: Vorprozesse des elektrischen Durchschlags an CdS-Einkristallen. 241
DIETRICH, I., und M. HONRATH-BARKHAUSEN: Untersuchungen des Materialtransportes an elektrischen Abhebekontakten mit Hilfe radioaktiver Isotope. 538
GROSCHWITZ, E.: Zur Frage neuer Möglichkeiten der Verstärkung durch Trägerbewegungen in Halbleitern. 370
GROSCHWITZ, E.: Zur Frage neuer Möglichkeiten der Verstärkung durch Trägerbewegungen in Halbleitern. 400
GROSCHWITZ, E., E. HOFMEISTER und R. EBHARDT: Über die elektrischen Eigenschaften ausgedehnter Strompfade in oberflächennahen Raumladungszonen von Halbleitern. 544
LAUCKNER, H.: Analyse der Gleichstromkennlinie von Selen-Gleichrichtern. 171
LENSCH, K.-P.: Peilantennen für hohe Peilgenauigkeit und große Frequenzbereiche. 557
MICHELITSCH, M.: Benetzungs- und Legierungsstudien an Germanium. 180
PLANKER, K.J., und E. KAUSER: Bestimmung der effektiven Masse freier Ladungsträger in Halbleitern aus der Ultrarotabsorption. 425
SCHINDLER, H.: Lichtelektrische Leitfähigkeit bei anorganischen Komplexverbindungen. 33
SCHOLZ, S.: Untersuchungen zum Einfluß des Peltier-Effektes auf Widerstands-Schweißungen. 111
SCHWABE, G.: Zur Abhängigkeit des Stromverstärkungsfaktors des Driiftransistors vom Emittierstrom. 314
WOLLENEK, A.: Die Veränderung der Kontaktberührungsfläche bei hohen Temperaturen. 360

3.4. Elektrizitätsleitung in Gasen

FETZ, H., und H. OECHSNER: Über die Untersuchung eines Hochfrequenzplasmas mit Hilfe einer Gleichstromsonde. 250
FRIND, G.: Über das Abklingen von Lichtbögen. I. Theoretische Überlegungen. 231
FRIND, G.: Über das Abklingen von Lichtbögen. II. Prüfung der Theorie an experimentellen Untersuchungen. 515
HEINTZ, W.: Der Einfluß der Periodizität der Impulse in der Korona-Entladung auf das hochfrequente Spektrum. 320
HENTSCHEL, H.-J.: Über dynamische Eigenschaften von Xenon-Hochdruckbögen. 223
SCHNEIDER, F.: Stoßfreie Plasmaaufheizung. 5
SCHUMANN, W.O.: Über die Entstehung einer „Backward Wave“ in einem nichtmagnetisierten, von Luft begrenzten Plasmazylinder. 145

SCHWABE, St.: Spektroskopische Bestimmung des Materialtransportes im Vordurchbruchstadium des Hochvakuumdurchschlags. 244

ZÜCKLER, K.: Über die Beeinflussung der Gasströmung durch einen in der Düse brennenden Lichtbogen. 567

3.5. Elektromagnetische Wellen

BLUME, S.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an ebenen Flächenantennen. 39

BLUME, S.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an ebenen Flächenantennen (Fortsetzung und Schluß). 72

KING, R.: Zur Beugung elektromagnetischer Wellen. 88

KURTZE, G., und E.-G. NEUMANN: Ein Dipolabsorber für elektromagnetische Zentimeterwellen mit vermindelter Reflexion bei schräger Incidenz. 385

MÜLLER, V.: Inhomogene Wellen im Beugungsnahfeld von verlustlosen dielektrischen Kreiszylindern. 206

SCHUMANN, W.O.: Über den Einfluß der Langmuir-Schicht zwischen Plasma und Gefäßwand auf die Wellenausbreitung in einem Plasmakabel. 298

SCHUMANN, W.O.: Über den Einfluß der Querschnittverteilung der Elektronendichte eines längsmagnetisierten Plasmas in einem metallischen Hohlleiter auf die Ausbreitung elektrischer Wellen. 442

WAHSEWEILER, H. G.: Entwicklung optimaler Breitband-Rundstrahl-Antennen. 450

4. Optik

4.1. Spektroskopie

BOLLE, H.-J.: Ein einfacher Prismenspektrograph zur absoluten Messung infraroter atmosphärischer Strahlung (4 bis 15 μ). 125

EICHINGER, R., und H. KREMPL: Über den Einfluß des Entladungsgases auf den zeitlichen Verlauf des Stromes, der Spannung und der Spektralliniintensität bei Funkenentladungen. 461

MATIERHOFFER, J., und H. KREMPL: Lichtelektrische Emissionsanalyse mit Prismenspektrographen mittlerer Dispersion. Bestimmung von Silizium und Phosphor in Eisen. 159

MOSER, H., und D. STIELER: Über die Aufnahme der Raman-Spektren von Kristallpulvern. 280

SCHNEIDER, R., und M. MAILÄNDER: Mechanischer Spektrographenverschluß für Belichtungszeiten bis 1 μ sec. 521

SCHRÖTTER, H.W.: Zur Messung der Intensität von Raman-Linien. 275

SPÄTH, H., und H. KREMPL: Temperaturbestimmungen in Funkenentladungen mit Hilfe zeitlich aufgelöster Spektren. 8

4.2. Pyrometrie und Kolorimetrie

HUBER, R.: Die Bestimmung des „Farbstiches“ und des „Grauwertes“ von trüben Kunststoffen (Polyäthylen) mit einem Remissionsphotometer. 469

PEPPERHOFF, W.: Optische Pyrometrie im polarisierten Licht. 168

4.3. Photographie, Fluoreszenz

KLEIN, E., und R. MATEJEC: Experimente über den Einfluß struktureller Oberflächenfehlstellen auf die Entwickelbarkeit und Lichtempfindlichkeit von Halogensilber-Einkristallen. 26

RAMMENSEE, H., und V. ZANKER: Beitrag zum Zusammenhange zwischen Lichtabsorption, Abklingzeit und absoluter Fluoreszenzquantenausbeute bei organischen Farbstoffmolekülen. 237

4.4. Röntgenstrahlen

BUCHMANN, F., M. HÖFERT und R. RÖHLER: Versuche zur trägheitslosen Messung der Dosisleistung bei handelsüblichen Röntgenapparaten. 351

KUDIELKA, H., und H. MÖLLER: Herstellung monochromatischer Röntgenstrahlung beliebiger Frequenz auf dem Bremspektrum. 476

PFÄHL, A.: Elektronische Schaltung der Belichtungszeit bei Röntgenanlagen. 329

SCHMIDT, G.K.: Über Gitterkonstantenmessungen bei Röntgenreflexen. 347

4.5. Korpuskularoptik

EHRENSTEIN, D. v., G. FRICKE und P. PIETSCH: Überlegungen zur Planung einer magnetischen Atomstrahlresonanzapparatur. 193

5. Struktur der Materie

ASSELMAYER, F., und W. BRENNERT: Röntgenographische Untersuchungen an mechanisch und thermisch behandelten (100) Steinsalzoberflächen. 16

BUFFLER, H.: Die Bestimmung der Querdehnzahl eines spannungsoptisch aktiven Materials durch einen spannungsoptischen Versuch. 334

GIENAPP, H.: Versuche zur Bestimmung von Elektronenmittelsarbeit an makroskopischen Wolframkristallflächen. 254

PURT, G.: Der Einfluß der Walztextur auf die Elektronenemission kalter Reinformmetalkathoden. 117

RIESSLER, W.: Kristallversetzungen und Wachstum von Kristallen. 433

RODER, O.: Gitterbildung in aufgedampften Titanatdünnschichten. 323

6. Kernphysik

ANDELFINGER, C.: Über die Vorgänge in einer schwingenden Blaskammer. 99

BIERSACK, J.: Bahnstabilität in Kreisbeschleunigern. 20

NÄBAUER, M., und F. SCHMEISSNER: Untersuchungen mit Neutronen bei tiefsten Temperaturen. 133

HORN, G., G. SAUERBREY und K. TRADOWSKY: Ein elektronischer Zähler mit Großanzeige für Demonstrationsversuche. 576

REICH, H.: Planung, Bau und Erprobung eines Mikrozählrohrs. 481

WEISBECK, R.: Untersuchungen an Selbsttargets für die Reaktion $D(d, n) He^3$. 529

7. Verschiedenes

KEILHACKER, M.: Über den Mechanismus der explosionsartigen Verdampfung von Kupferdrähten durch sehr intensive Stromstöße und das Verhalten des Kupfers bei dabei auftretenden hohen Drucken und Temperaturen. 157

LASSEN, L.: Ein einfacher Generator zur Erzeugung von dispersen Aerosolen im Größenbereich 0,15 bis 0,70 μ (Grahamradius). 157

WAHL, H.: Temperatur und Zündfähigkeit von Schleifstaub in verschiedenen Gasgemischen. 60

Autorenverzeichnis

(A) bedeutet Originalarbeit. (Ber) zusammenfassender Bericht. (Pers) Persönliches

Adelfinger, C.	99 (A)	Hertweck-Crone, J.	184 (A)	Pepperhoff, W.	168 (A)
Adelmeyer, F.	16 (A)	Höfert, M.	351 (A)	Pfahnl, A.	329 (A)
Adlmoos, F. v.	1 (A)	Hofmeister, E.	544 (A)	Pietsch, P.	193 (A)
Adenert, W.	16 (A)	Honrath-Barkhausen, M.	538 (A)	Planker, K. J.	425 (Ber)
Adersack, J.	262 (A)	Horn, G.	576 (A)	Purt, G.	117 (A)
Adume, S.	39 (A)	Huber, R.	469 (A)	Rammensee, H.	237 (A)
Adume, S.	72 (A)	Hufnagel, R.	202 (A)	Reich, H.	481 (A)
Adode, K.-H.	121 (A)	Jäckle, W.	148 (A)	Reichenbach, H.	62 (A)
Ador, K. W.	241 (A)	Jaumann, J.	289 (A)	Riessler, W.	433 (A)
Adornecker, D.	306 (A)	Kauer, E.	425 (Ber)	Roder, O.	323 (A)
Adornecker, D.	354 (A)	Knapp, M.	49 (A)	Röhler, R.	351 (A)
Adoll, R.	212 (A)	King, R.	88 (A)	Rogenhagen, H.	395 (A)
Adoll, R.	364 (A)	Klages, G.	202 (A)	Sauerbrey, G.	576 (A)
Adolle, H.-J.	125 (A)	Klein, E.	26 (A)	Schindler, H.	33 (A)
Adonner, R.	107 (A)	Klüber, O.	393 (A)	Schmeissner, F.	133 (Ber)
Adrichmann, F.	351 (A)	Knapp, W.	508 (A)	Schmidt, G. K.	347 (A)
Adrfler, H.	334 (A)	Krawinkel, G. H.	525 (A)	Schneider, F.	5 (A)
Adrillinger, G.	410 (A)	Krempel, H.	8 (A)	Schneider, F.	447 (A)
Adreg, E.	184 (A)	Krempel, H.	159 (A)	Schneider, R.	521 (A)
Adrich, I.	538 (A)	Krempel, H.	461 (A)	Scholz, S.	111 (A)
Adreizler, H.	62 (A)	Kudielka, H.	476 (A)	Schrötter, H. W.	275 (A)
Adrand, J.	393 (A)	Kümmel, U.	241 (A)	Schumann, W. O.	145 (A)
Adhardt, R.	544 (A)	Kurtze, G.	385 (A)	Schumann, W. O.	298 (A)
Adalers, H.	324 (A)	Lassen, L.	157 (A)	Schumann, W. O.	442 (A)
Adarenstein, D. v.	193 (A)	Lauckner, H.	171 (A)	Schwabe, G.	314 (A)
Adchinger, R.	461 (A)	Lensch, K. P.	557 (A)	Schwabe, St.	244 (A)
Adtdtkeller, E.	257 (A)	Lutze, E.	354 (A)	Schwink, Chr.	155 (A)
Adtz, H.	250 (A)	Maierhofer, J.	159 (A)	Seidel, H.	493 (A)
Adicke, G.	193 (A)	Maier-Leibnitz, H.	97 (A)	Simon, K.-H.	395 (A)
Adind, G.	231 (A)	Mailänder, M.	521 (A)	Späth, H.	8 (A)
Adind, G.	515 (A)	Matejec, R.	26 (A)	Stephan, W.	398 (A)
Aditz, W.	121 (A)	Meyer, E.	337 (A)	Stieler, D.	280 (Ber)
Adenapp, H.	254 (A)	Michelitsch, M.	180 (A)	Tradowski, K.	576 (A)
Adrke, H.	502 (A)	Möller, H.	476 (A)	Vogel, S.	337 (A)
Adoschwitz, E.	370 (A)	Moll, J.	324 (A)	Wahl, H.	60 (A)
Adoschwitz, E.	400 (A)	Moser, H.	280 (Ber)	Wahsweiler, H. G.	450 (A)
Adoschwitz, E.	544 (A)	Müller, V.	206 (A)	Weisbeck, R.	529 (A)
Adacke, G.	289 (A)	Müser, H. E.	300 (A)	Wolleneke, A.	360 (A)
Adim, E.	423 (A)	Murrmann, H.	155 (A)	Wulff, H.	393 (A)
Adintz, W.	320 (A)	Näbauer, M.	133 (Ber)	Zanker, V.	237 (A)
Adlberg, H.-W.	377 (A)	Neumann, E.-G.	385 (A)	Zückler, K.	567 (A)
Adntschel, H.-J.	223 (A)	Oechsner, H.	250 (A)		

Verzeichnis der Buchbesprechungen

(Die Namen der Rezensenten sind in Klammern gesetzt)

- ANGERER, E. v.: Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Herausgegeben von H. EBERT. (Waidelich.) S. 96
- BARABOW, W. J.: Radiometrie. (Riehl.) S. 383
- BELL, D. A.: Electrical Noise, Fundamentals and Physical Mechanism. (Kleen.) S. 384
- BLATT, J. M., u. V. F. WEISSKOPF: Theoretische Kernphysik. (Meissner.) S. 190
- BOWDEN, F. P., u. D. TABOR: Reibung und Schmierung fester Körper. (Stefaniak.) S. 191
- CONN, M. W.: Technische Physik der Lichtbogenschweißung einschließlich der Schweißmittel. (Jaekel.) S. 335
- EGGERT, J.: Lehrbuch der Physikalischen Chemie. (Waidelich.) S. 144
- EINSTEIN, A.: Grundzüge der Relativitätstheorie. (Meissner.) S. 48
- GÜNTHER, N. M.: Die Potentialtheorie und ihre Anwendung auf Grundaufgaben der Mathematischen Physik. (Albrecht.) S. 143
- Handbuch der Physik. Herausgegeben von S. FLÜGGE. Bd. 12: Thermodynamik der Gase. (Hettner.) S. 47. Bd. 34: Korpuskeln und Strahlung in Materie II. (Ewald.) S. 96. Bd. 38/2: Neutronen und verwandte Gammastrahlprobleme. (Maier-Leibnitz.) S. 336. Bd. 48: Geophysik II. (Paetzold.) S. 192. Bd. 52: Astrophysik III. (Paetzold.) S. 192
- HEBER, G., u. G. WEBER: Grundlagen der modernen Quantenphysik. Teil II: Quantenfeldtheorie. (Meissner.) S. 144
- HERFORTH, L., u. H. M. WINTER: Ultraschall. Grundlagen und Anwendungen in Physik, Technik, Industrie, Biologie und Medizin. (Meissner.) S. 96
- HÖCKER, K. H., u. K. WEIMER: Lexikon der Kern- und Reaktortechnik. (Schilling.) S. 143
- HOLLAND, L.: Vacuum Deposition of Thin Films. (Waidelich.) S. 480
- HOLM, R.: Electric Contacts Handbook. (Meissner.) S. 95
- IUTAM-Symposium: Grenzschichtforschung. (Stefaniak.) S. 580
- JONG, W. D. DE: Kompendium der Kristallkunde. (Waidelich.) S. 191
- JOOS, G.: Lehrbuch der Theoretischen Physik. (Haug.) S. 191
- KNOLL, M.: Materials and Processes of Electron Devices. (Riehl.) S. 383
- KOPPENFELS, W. V., u. F. STALLMANN: Praxis der konformen Abbildung. (Heinhold.) S. 143
- KÜFFMÜLLER, K.: Einführung in die theoretische Elektrotechnik. (Bösnecker.) S. 144
- MACKE, W.: Quanten. (Hettner.) S. 191
- MARCH, A.: Die physikalische Erkenntnis und ihre Grenzen. (Hettner.) S. 528
- Mitteilungen aus den Forschungslaboratorien der Agfa, Leverkusen-München. Bd. I. (Süptitz.) S. 47
- MÜLLER-LÜBECK, K.: Der Kathodenverstärker in der elektronischen Meßtechnik. (Lutze.) S. 336
- Proceedings of the second united nations international conference on the peaceful uses of atomic energy. Vol. 1: Survey of Raw Materials Resources. (Riehl.) S. 383. Vol. 2: Processing of Raw Materials. (Riehl.) S. 383. Vol. 3: Production of Nuclear Materials and Isotopes. (Riehl.) S. 383. Vol. 10: Research Reactors. (Springer.) S. 383. Vol. 12: Reactor Physics. (Springer.) S. 384. Vol. 15: Physics in Nuclear Energy. (Kraut.) S. 580. Vol. 17: Processed Irradiated Fuels and Radioactive Materials. (Riehl.) S. 528. Vol. 19: The Use of Isotopes. (Riehl.) S. 528. Vol. 29: Chemical Effects of Radiation. (Sizmann.) S. 528. Vol. 31: Theoretical and Experimental Aspects of Controlled Fusion. (Fünfer.) S. 528. Vol. 32: Controlled Fusion Devices. (Fünfer.) S. 528
- REIMER, L.: Elektronenmikroskopische Untersuchungen und Präparationsmethoden. (Kinder.) S. 95
- ROBIN, L.: Fonctions sphériques de Legendre et fonctions sphéroïdales. (Albrecht.) S. 144
- RZEWSKI, J.: Field theory. (Fick.) S. 191
- SAUER, R.: Ingenieur-Mathematik. Bd. 1: Differentialrechnung. (Albrecht.) S. 142
- SAUTER, F.: Differentialgleichungen der Physik. (Fick.) S. 191
- SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. (Stefaniak.) S. 191
- SCHLICHTING, H., u. E. TRUCKENBRODT: Aerodynamik des Flugzeuges. (Stefaniak.) S. 580
- SZABÓ, I.: Repertorium und Übungsbuch der Technischen Mechanik. (Stefaniak.) S. 480
- STASIŃSKI, O.: Elektronen- und Ionenprozesse in Ionenkristallen. Struktur und Eigenschaften der Materie. (Waidelich.) S. 96
- Tables Numériques des fonctions associées de Legendre. (Albrecht.) S. 144
- TISCHER, F. J.: Mikrowellen-Meßtechnik. (Lutze.) S. 336
- WANNIER, G. H.: Elements of Solid State Theory. (Lutze.) S. 240
- WEINBERG, A. M., u. E. P. WIGNER: The Physical Theory of Neutron Chain Reactors. (Springer.) S. 48
- WIRTZ, K., u. K. H. BECKURTS: Elementare Neutronenphysik. (Springer.) S. 144
- WOLF, K. L.: Physik und Chemie der Grenzflächen. Die Phänomene im Besonderen. (Stucke.) S. 288